www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

9e JAARGANG No. 11, blz. 321-348 NOVEMBER 1947

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE LICHTEMISSIE VAN RÖNTGENSCHERMEN

door H. A. KLASENS *) en W. de GROOT.

537.531:535.371

In dit artikel wordt een overzicht gegeven van de verschillende wijzen waarop in de röntgenologie fluorescentieschermen worden gebruikt en worden de factoren besproken, die de helderheid van een doorlichtingsscherm of de zwarting van een met behulp van een versterkingsscherm verkregen fotografisch beeld bepalen. Deze factoren zijn:

1) de absorptie van röntgenstralen in het scherm,
2) de omzetting van geabsorbeerde röntgenenergie in energie van snelle electronen die in de schermmassa worden gevormd,
3) de omzetting van deze electronenenergie in lichtenergie of in fotografisch werkzame straling,
4) de lichtabsorptie en lichtverstrooiing in het scherm,
5) de selectiviteit van het oog of van de fotografische laag van de film in verband met de spectrale verdeling van het uitgestraalde fluorescentielicht.

Onderzocht wordt wat de optimale dikte voor doorlichtings- en voor versterkingsschermen is en welke luminoforen het best gebruikt kunnen worden. Hierbij wordt het duidelijk, dat bij gebruik van lage buisspanningen (< 70 kV) ZnS-schermen voor versterkingsdoeleinden boven $CaWO_4$-schermen te verkiezen zijn.

Inleiding

In de röntgenologie spelen fluorescentieschermen een belangrijke rol. Ten eerste worden deze schermen gebruikt als doorlichtingsscherm in de medische diagnostiek en bij materiaalonderzoek. In de tweede plaats heeft men een fluorescerend scherm nodig bij de schermbeeldfotografie, waarbij men het op het scherm gevormde beeld met een camera fotografeert. In de derde plaats vinden fluorescentieschermen toepassing als versterkingsschermen bij het verkrijgen van een direct beeld op een fotografische film, waarbij onmiddellijk contact bestaat tussen de fluorescerende laag en het lichtgevoelige materiaal.

In alle gevallen bestaat het fluorescentiescherm uit een laag fijne kristalletjes van stoffen, zoals zinksulfide, ZnS, of calciumwolframaat, $CaWO_4$, die in staat zijn de geabsorbeerde röntgenenergie in zichtbare of fotografisch werkzame stralen om te zetten. Deze kristallen worden bijeengehouden door een zg. binder, meestal een organische stof, die de kristallen tot een gladde laag aan elkaar kit. De laag, kristallen plus binder, wordt aangebracht op een dunne onderlaag van wit carton, die aan het geheel de nodige stevigheid verleent. Men kiest hiervoor carton omdat in vele gevallen de onderlaag de röntgenstralen ongehinderd moet doorlaten. Waarom het carton wit moet zijn zal nog blijken.

Fig. 1 stelt schematisch het gebruik van een fluorescentiescherm als doorlichtingsscherm of bij schermbeeldfotografie voor. De van links komende

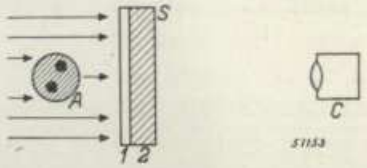


Fig. 1. Schematische voorstelling van de opstelling van een doorlichtingsscherm of een opstelling voor schermbeeldfotografie. A = voorwerp, C = oog of camera, 1 = carton, 2 = fluorescerende laag.

röntgenstralen treffen, eventueel verzwakt door het voorwerp A, het scherm S, dat met de cartonzijde (1) naar de röntgenbuis is gekeerd en dringen door in de fluorescerende laag (2). Ten gevolge van de verschillen in doorlating tussen de delen van het

*) Material Research Laboratory, Philips Lamps Ltd, London, England.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voorwerp treden in de fluorescerende laag helderheidsverschillen op, zodat een „schaduwbeeld" van het voorwerp en zijn details kan worden waargenomen. *C* is het oog of de fotografische camera.

Fig. 2 demonstreert de verschillende wijzen waarop een versterkingsscherm kan worden gebruikt. Fig. 2*a* laat een zg. voorscherm (front screen) zien, dat, evenals het scherm in fig. 1, de cartonzijde naar de röntgenbuis keert. De fotografisch werkzame laag (*3*), die door de celluloidfilm (*4*) gedragen wordt, is in onmiddellijk contact met de fluorescerende laag (*2*).

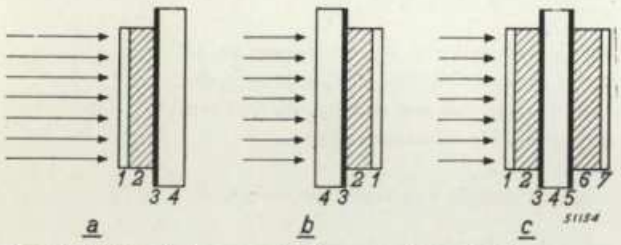


Fig. 2. Schematische voorstelling van het gebruik van versterkingsschermen. *a*) voorscherm, *b*) achterscherm, *c*) voor- en achterscherm. *1* en *7* carton, *2* en *6* fluorescerende laag, *3* en *5* gevoelige laag, *4* celluloid.

Fig. 2*b* toont de werking van een fluorescerend scherm als achterscherm (back screen). De röntgenstralen doordringen eerst het celluloid (*4*) van de film en de gevoelige laag (*3*) en daarna de hiermee in contact geplaatste fluorescerende laag (*2*). Ten slotte laat fig. 2*c* de werking van een voorscherm en een achterscherm in combinatie zien, zoals die vaak wordt toegepast. De film is gewoonlijk aan beide zijden (*3*) en (*5*) met een fotografisch gevoelige laag bedekt, waartegen de fluorescerende lagen (*2*) en (*6*) zijn gelegd.

De röntgenstralen die in de fluorescerende laag worden geabsorbeerd, maken daarin electronen vrij, die op hun beurt de fluorescerende stof tot lichten brengen. In eerste instantie is dus de lichtsterkte van het beeld evenredig met de geabsorbeerde röntgenenergie. Het licht afkomstig van de kristallen der fluorescerende stof wordt door de laag zelf slechts gedeeltelijk doorgelaten, omdat het licht een weinig geabsorbeerd en verstrooid wordt. Door deze verstrooiing en absorptie wordt de lichtsterkte ongunstig beïnvloed en tevens een onscherpte in het waargenomen of fotografisch vastgelegde beeld veroorzaakt. Beide effecten zijn belangrijker naarmate de fluorescerende laag dikker is. Indien het scherm als versterkingsscherm wordt gebruikt, wordt de fotografisch gevoelige laag ook direct door de röntgenstralen getroffen. Deze laatste dragen dan echter meestal slechts in geringe mate (3-10%) tot de zwarting bij, zodat het in de fluorescerende laag opgewekte zichtbare of ultraviolette licht een versterking (verkorting van de belichtingstijd) met een factor 10 à 30 bewerkt.

Het spreekt van zelf, dat het van belang is met een gegeven intensiteit van de röntgenstralen een zo groot mogelijke lichtintensiteit of actinische werking van het scherm te verkrijgen. Het is de bedoeling van dit artikel na te gaan, welke factoren de helderheid van het scherm beïnvloeden. In een volgend artikel zal nader worden ingegaan op de scherpte van het röntgenbeeld, en op de beïnvloeding daarvan door het scherm.

De geabsorbeerde röntgenenergie

Wij kunnen ons röntgenstralen voorstellen als een regen van quanta, elk van een energie $h\nu$ (ν = frequentie, h = constante van Planck = $6{,}62 \cdot 10^{-34}$ watt sec²).

Indien deze röntgenstraling materie treft, wordt zij daarin door twee oorzaken verzwakt, nl. 1) door absorptie, waarbij de energie $h\nu$ van het quantum, verminderd met de ionisatie-energie, wordt overgedragen aan een electron, dat daarbij uit het getroffen atoom wordt verwijderd, en 2) door verstrooiing, waarbij het quantum slechts van richting verandert zonder energieverlies. Daar bij de stoffen waaruit fluorescentieschermen bestaan, voor röntgenstralen de kans op verstrooiing in verhouding tot die op absorptie gering is, laten wij de eerste verder buiten beschouwing.

De verstrooiing bewerkt, dat de gemiddelde door een quantum in de laag afgelegde weg iets groter is dan de dikte D van het scherm. Daardoor neemt de totale kans op absorptie nog een weinig toe.

Bij een scherm, dat uit een bepaalde atoomsoort bestaat, zal het aantal per sec per cm² geabsorbeerde quanta in een laag van dikte dx bedragen:

$$N_0\, n\, a\, dx,$$

waarin N_0 het aantal per cm² invallende quanta voorstelt, n het aantal atomen per cm³ en a de voor absorptie werkzame doorsnede per atoom.

Daar $n = \dfrac{\text{massa per cm}^3}{\text{massa per atoom}} = \dfrac{\varrho}{A/N_A}$ is

(ϱ = dichtheid in g/cm³, A = atoomgewicht, $N_A = 6{,}023 \cdot 10^{23}$ = getal van Avogadro), geldt

$$N_0\, n\, a\, dx = N_0 \frac{\varrho a N_A}{A} dx = N_0 \mu dx, \quad . \; . \quad (1)$$

waarin $\mu = \varrho a N_A / A$ de zg. absorptiecoëfficient is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij een verbinding die uit meer dan één atoomsoort bestaat, is

$$a_{mol} = n_1 a_1 + n_2 a_2 + \ldots ,$$

waarbij n_1, n_2, ... de aantallen atomen per molecuul voorstellen, terwijl

$$\mu = \frac{\varrho a_{mol} N_A}{M},$$

waarin ϱ de dichtheid van de verbinding en

$$M = n_1 A_1 + n_2 A_2 + \ldots .$$

het moleculairgewicht van de verbinding voorstellen.

De grootheid a hangt, zoals wij zagen, samen met het vrijmaken van een electron uit het atoom. Zij hangt af van de frequentie ν, dus ook van de golflengte $\lambda = c/\nu$ (c = lichtsnelheid) en wel zo, dat

$$a = C \cdot Z^4 \cdot \lambda^3. \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Hierin is Z het atoomnummer van het element dat de röntgenstraling absorbeert. Met afnemende golflengte (toenemende frequentie) neemt a af totdat een frequentie bereikt wordt, waarbij een vaster gebonden electron kan worden vrijgemaakt. De constante C springt dan plotseling naar een hogere waarde. De frequentie of de golflengte, waarbij deze sprong plaats vindt, heet absorptiegrens of absorptiekant (*fig. 3*).

Bij de zg. K-kant, overeenkomend met het vrijmaken van een K-electron (een electron, dat gebonden is in de binnenste „schil" van een atoom), waarmede wij in ons geval het meest te maken hebben, springt C (λ in Å) van de waarde

$$0{,}3 \cdot 10^{-26} \text{ voor } \lambda_K < \lambda < \lambda_L \,^{1})$$

naar

$$2{,}3 \cdot 10^{-26} \text{ voor } \lambda < \lambda_K.$$

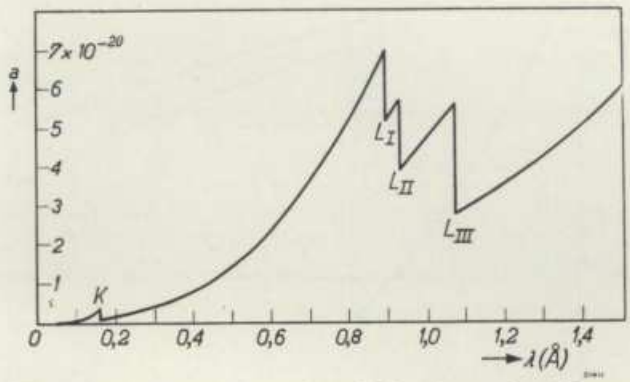


Fig. 3. Grafiek van de absorptie a als functie van de golflengte λ voor het element Pb. De in de grafiek zichtbare enkelvoudige K-absorptiekant resp. drievoudige L-absorptiekant treedt op in het geval dat het röntgenquantum groot genoeg is om een electron uit de K- resp. L-schil vrij te maken.

[1]) Eenvoudigheidshalve wordt de drievoudige absorptiekant als een enkelvoudige kant beschouwd.

Fig. 4 toont de absorptiecoëfficient van de verbindingen $CaWO_4$ en ZnS. De absorptiekant (K-kant) in de kromme voor $CaWO_4$ is afkomstig van de W-atomen, de absorptiekanten van Ca, O, Zn en S en de L-kant van W vallen buiten de figuur.

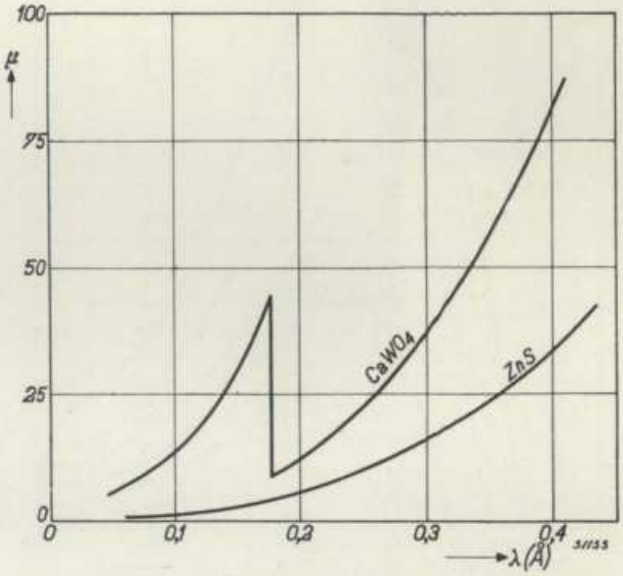


Fig. 4. Grafische voorstelling van de absorptiecoëfficient μ (in cm^{-1}) als functie van de golflengte λ (in ångström) voor $CaWO_4$ en ZnS.

Beschouwen wij „monochromatische" röntgenstraling, dan is het aantal door een eindige laag van de dikte D doorgelaten quanta: $N_0 e^{-\mu D}$ en de geabsorbeerde energie

$$N_0 h\nu \,(1 - e^{-\mu D}) \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

In de practijk heeft men nooit met monochromatische röntgenstraling te doen, wat de berekening uiteraard ingewikkelder maakt. De verdeling van de continue röntgenenergie (de karakteristieke straling speelt hier geen belangrijke rol) over de verschillende golflengten wordt voorgesteld door de krommen van *fig. 5*. De kleinste golflengte in het continue röntgenspectrum is gegeven door de betrekking

$$\lambda_{min} = \frac{12{,}4}{V}, \quad \ldots \ldots \quad (4a)$$

waarbij de golflengte λ in ångström en de buisspanning V in kilovolt is uitgedrukt. Wordt de straling, zoals gebruikelijk is, door een metalen plaatje gefilterd, dan worden de langgolvige stralen onderdrukt. Het maximum ligt dan ongeveer bij $\lambda = 20/V$. Wij kunnen de berekening vereenvoudigen door te doen alsof de straling monochromatisch was met een golflengte

$$\lambda_{eff} = \frac{20}{V} \quad \ldots \ldots \quad (4b)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

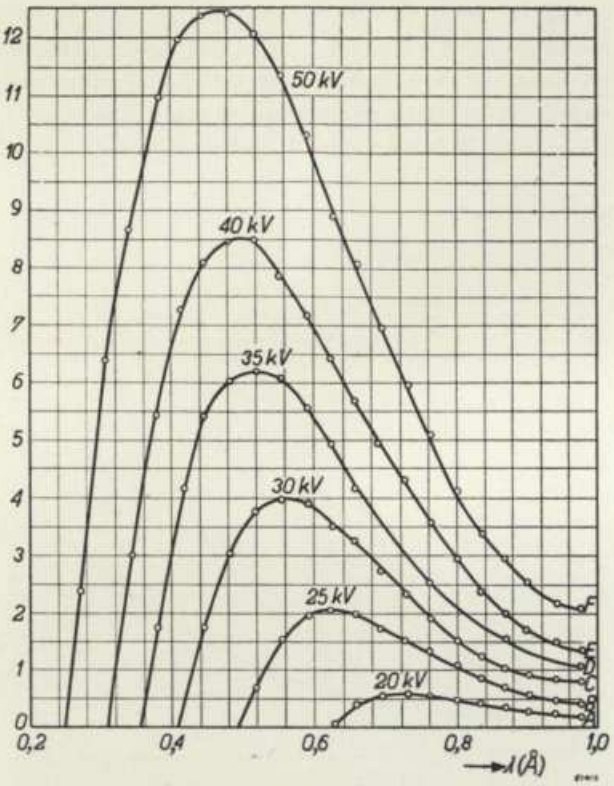


Fig. 5. De energieverdeling in het continue röntgenspectrum als functie van de golflengte λ bij enige spanningen tussen 20 en 50 kV. Wanneer de buisspanning toeneemt, verschuift de top van de grafiek naar links en wordt de waarde van λ_{min}, de kortste in de straling aanwezige golflengte, kleiner. De intensiteit is langs de verticale as in een willekeurige schaal aangegeven.

Bij een buisspanning van 50 kV, dus $\lambda_{eff} = 0{,}4$ ångström, is μ in een ZnS- en een $CaWO_4$-scherm resp. 30 en 80 cm^{-1}. In een laag van 0,03 cm zinksulfide, hetgeen een plausibele dikte is voor een fluorescentiescherm, wordt dan ongeveer 60% van de röntgenenergie geabsorbeerd.

De omzetting van röntgenenergie in lichtenergie

De omzetting van röntgenenergie in lichtenergie heeft, zoals wij zagen, in twee stappen plaats:

1) Omzetting van het geabsorbeerde röntgenquantum in een snel electron,

2) Omzetting van de energie van het electron in de energie der fluorescentiestraling.

Uit 1 energie-eenheid geabsorbeerde röntgenstraling worden k energie-eenheden lichtstraling verkregen ($k < 1$), waarbij wij stellen

$$k = k_{re} \cdot k_{el} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Hierin heeft k_{re} betrekking op het onder 1) genoemde proces, k_{el} op het onder 2) genoemde. Wij zullen de beide coëfficienten k_{re} en k_{el} afzonderlijk bezien.

De omzetting van röntgenenergie in electronenenergie

De grootheid k_{re} is op eenvoudige wijze te berekenen. Nemen wij aan, dat een K-electron uit het atoom wordt verwijderd, dan kost dit een energie $h\nu_K$, waarbij ν_K de frequentie van de K-kant is. Aan het electron komt dan de energie $h\nu - h\nu_K$ ten goede, zodat in dit geval het rendement bedraagt

$$\frac{\text{electronenenergie}}{\text{röntgenenergie}} = \frac{\nu - \nu_K}{\nu} = k_K .$$

Evenzo vindt men, als een L-electron wordt vrijgemaakt, voor deze verhouding

$$\frac{\nu - \nu_L}{\nu} = k_L .$$

Daar ν_L gewoonlijk $\ll \nu$, mag men deze laatste fractie $= 1$ stellen, terwijl men, als $\nu > \nu_K$, de kans op L-absorptie mag verwaarlozen. Per atoom mag men dus stellen

$$k_{re} = \frac{\nu - \nu_K}{\nu} \quad (\nu > \nu_K, \lambda < \lambda_K) \quad . \quad (6a)$$

$$k_{re} = 1 \quad (\nu < \nu_K, \lambda > \lambda_K) \quad . \quad . \quad . \quad (6b)$$

Door van deze coëfficienten het gemiddelde over alle atoomsoorten te bepalen vindt men k_{re} voor het gehele scherm. In *fig. 6* is k_{re} voor twee schermsubstanties ($CaWO_4$ en ZnS) als functie van λ uitgezet.

Indien een K-electron uit het atoom is verwijderd, kan het, bijv. door overgang van een L-electron naar de lege K-baan, een quantum uitzenden, waarvan de frequentie $\nu < \nu_K$ is

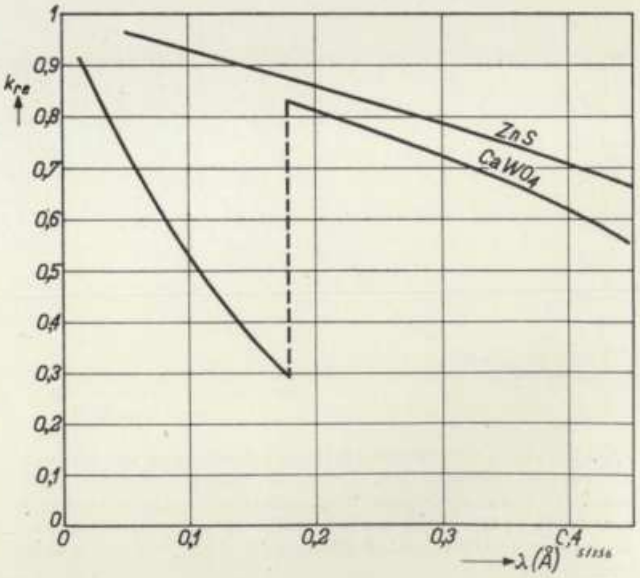


Fig. 6. Het rendement k_{re} van de omzetting van röntgenstraling in electronenenergie als functie van de golflengte λ, voor $CaWO_4$ en ZnS.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(röntgenfluorescentiestraling of karakteristieke straling). Dit quantum kan, indien het in de laag wordt geabsorbeerd, geen K-electron meer vrij maken, maar wel een L-electron. Wij laten dit proces buiten beschouwing, hoewel feitelijk hierdoor k_{el} een weinig wordt verhoogd en voor $\nu > \nu_K$ dichter tot de waarde 1 nadert.

Omzetting van electronenenergie in licht

Over de omzetting die door de grootheid k_{el} wordt gekarakteriseerd, is een en ander bekend uit metingen over de lichtopbrengst van kathodestraalbuizen. Bij deze buizen wordt een fluorescentiescherm direct door snelle electronen getroffen. Het is gebleken, dat voor electronen met een energie van 50 keV en hoger de opgewekte lichtenergie tot 10% van de electronenenergie kan bedragen.

Verder kan k_{el} natuurlijk worden afgeleid uit metingen die betrekking hebben op de lichtsterkte van een fluorescentiescherm dat met röntgenstralen of met gammastralen wordt bestraald [2]). Ook uit deze metingen is af te leiden, dat

$$k_{el} = 0{,}05 \text{ à } 0{,}1.$$

Lichtverstrooiing en lichtabsorptie in het scherm

Wij denken ons een scherm van de dikte D, dat homogeen door röntgenstralen wordt bestraald, en vatten een bepaald kristal in het oog, op een afstand x onder het oppervlak gelegen, dat door de röntgenstraling tot lichten worden gebracht. Dit licht zal nu op zijn weg naar de vrije zijde van het scherm worden verstrooid (waarbij echter geen energie verloren gaat) en worden geabsorbeerd (waarbij wel energie verdwijnt). De beschikbare lichtenergie zal dus kleiner zijn dan

$$k \cdot N_0 h\nu \,(1-e^{-\mu D}).$$

Uitvoerige berekeningen over de invloed van absorptie en verstrooiing zijn gemaakt door Hamaker [3]). Deze nam daarbij tevens in aanmerking de reflectie van het licht tegen de cartonlaag en tegen de eventueel aanwezige fotografische film. Een belangrijk deel van de lichtenergie zou aan de „verkeerde" kant uit de fluorescerende laag verdwijnen, indien zij niet door het carton werd gereflecteerd. Vandaar ook dat men wit carton als onderlaag gebruikt.

De formules van Hamaker voor de per cm² uittredende lichtenergie luiden:

$$J_B = A \cdot kN_0 h\nu \,\frac{\mu}{\mu+\sigma}\,(1-e^{-(\mu+\sigma)D}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

$$J_F = A \cdot kN_0 h\nu \,\frac{\mu}{\mu-\sigma}\,(e^{-\sigma D}-e^{-\mu D}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

$$J_S = B \cdot kN_0 h\nu \,\frac{\mu}{\mu-\sigma}\,(e^{-\sigma D}-e^{-\mu D}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Hiervan heeft formule (9) betrekking op het geval van fig. 1 (doorlichtingsschermen); formule (8) op dat van fig. 2a en formule (7) op dat van fig. 2b (versterkingsschermen). De coëfficienten A en B zijn in het algemeen 0,5 à 1, terwijl σ een verzwakkingscoëfficient is, die zowel met de lichtabsorptie als met de lichtverstrooiing samen hangt.

Voor de verzwakkingscoëfficient σ geldt de betrekking:

$$\sigma = \sqrt{\mu_l\,(\mu_l + 2\sigma_l)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

waarbij μ_l de absorptiecoëfficient (in diffuus licht) en σ_l de verstrooiingscoëfficient van de laag voorstelt, beide voor lichtstralen.

De coëfficienten A en B zijn gelijk aan

$$A = \frac{1+\varrho_1}{2\,(\varrho_1+\beta)}, \qquad B = \frac{1}{1+\beta}.$$

Hierin is $\varrho_1 = (1-r_1)/(1+r_1)$, waarbij r_1 het reflectievermogen van de film voor licht voorstelt, terwijl $\beta = (1-R_\infty)/(1+R_\infty)$, indien we de reflectiecoëfficient van een oneindig dikke fluorescerende laag met R_∞ aangeven. Bij de afleiding der formules (7) tot (9) is ondersteld, dat $\beta = \varrho_2 = (1-r_2)/(1+r_2)$, waarbij r_2 de reflectiecoëfficient van het carton voorstelt. Is hieraan niet voldaan, dan zijn de formules veel ingewikkelder [3]). De onderstelling is echter niet gekunsteld, daar blijkt, dat zowel β als $\varrho_2 \ll 1$, of r_2 en $R_\infty \approx 1$. Verder is de absorptie van de röntgenstralen in het carton verwaarloosd.

De formules van Hamaker vertonen grote gelijkenis met eerder door Glocker en zijn medewerkers [4]) afgeleide formules, nl.

$$J_B = kN_0 h\nu \,\frac{\mu}{\mu+\tau}\,(1-e^{-(\mu+\tau)D}) \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

$$J_F = kN_0 h\nu \,\frac{\mu}{\mu-\tau}\,(e^{-\tau D}-e^{-\mu D}) \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Deze hebben het voordeel, dat ze eenvoudig door integreren zijn af te leiden, nl. in de onderstelling dat van licht dat op een diepte x in de fluorescerende laag wordt opgewekt, een fractie $e^{-\tau x}$ resp. $e^{-\tau(D-x)}$ aan het oppervlak uittreedt (de laag is hierbij zonder de cartonnen onderlaag gedacht), zodat:

---

[2]) In een kort geleden verschenen artikel van J. W. Coltman, E. G. Ebbinghausen en N. Altar (J. Appl. Physics **18**, 530-544, 1947, No. 6) wordt uit de lichtsterkte van een door röntgenstralen bestraald $CaWO_4$-scherm afgeleid, dat voor $CaWO_4$ de grootheid k_{el} de waarde 0,05 bezit. J. H. Born, N. Riehl en K. G. Zimmer, (Reichsber. Phys. **1**, 154-158, 1945) geven voor ZnS-Cu een veel hogere waarde op, nl. $k_{el} = 0{,}71$. Echter is ook de door Riehl opgegeven waarde voor de omzetting van alphastralen in licht, nl. $k_{al} = 0{,}80$, veel hoger dan de door andere auteurs medegedeelde waarden (zie H. A. Klasens, Trans. Faraday Soc. **42**, 666-668, 1946, No. 11). Brengt men de door Klasens aangegeven correcties in de berekening aan, dan vindt men uit dezelfde experimentele gegevens voor ZnS eveneens $k_{el} = 0{,}05$ à 0,1.

[3]) H. C. Hamaker, Philips Res. Rep. **2**, 55-67, 1947 (No. 1).

[4]) R. Glocker, E. Kaupp, H. Widmann, Ann. Phys. Leipzig, **85**, 313-332, 1928.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$J_B = kN_0h\nu \int_0^D \mu e^{-\mu x} \cdot e^{-\tau x}\,dx,$$

$$J_F = kN_0h\nu \int_0^D \mu e^{-\mu x} \cdot e^{-\tau(D+x)}\,dx.$$

Hier heeft τ dus het karakter van een zuivere absorptie in tegenstelling met σ, welke grootheid zowel door absorptie als door verstrooiing wordt bepaald.

Men kan σ experimenteel bepalen, door de grootheid J_B/J_F te meten, welke alleen van μ en σ afhangt en waarbij μ op de boven aangegeven wijze berekend kan worden, indien de chemische samenstelling van het scherm bekend is.

Het blijkt, dat σ afneemt met toenemende kristalgrootte. Bij verschillende röntgenschermen vindt men tamelijk uiteenlopende waarden voor σ. Zij zijn van de orde van grootte 10-100 cm^{-1}.

Lichtintensiteit als functie van D

Uit de formules (7) tot (9) kan men een aantal conclusies trekken:

1) Uit (7) blijkt, dat de per cm^2 uitgestraalde lichtenergie voor een als achterscherm gebruikt fluorescentiescherm met toenemende dikte tot een grenswaarde nadert en dat deze reeds gelijk is aan 0,99 van de maximaal beschikbare lichtenergie als $D = 4{,}6/(\mu + \sigma)$; voor $\mu = \sigma = 50$ is dit 0,046 cm.

2) Voor een als voorscherm gebruikt fluorescentiescherm en voor een doorlichtingsscherm is een waarde van D aan te wijzen waarvoor de lichtenergie maximaal is. Deze waarde vindt men door formule (8) of (9) naar D te differentiëren:

$$\frac{dJ}{dD} \sim \frac{\mu e^{-\mu D} - \sigma e^{-\sigma D}}{\mu - \sigma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Stelt men dit differentiaalquotient gelijk nul, dan volgt

$$D_{opt} = \frac{\ln(\sigma/\mu)}{\sigma - \mu} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

In *fig. 7* is D_{opt} voorgesteld als functie van μ voor enige waarden van σ.

De waarde van D_{opt}, bijv. gesubstitueerd in (9), levert

$$(J_S)_{max} = B \cdot kN_0h\nu \cdot F\left(\frac{\sigma}{\mu}\right) \quad . \quad . \quad (15)$$

Hierin is

$$F\left(\frac{\sigma}{\mu}\right) = \left(\frac{\sigma}{\mu}\right)^{\frac{\sigma}{\mu-\sigma}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Deze grootheid is in *fig. 8* als functie van σ/μ grafisch voorgesteld.

3) Iets ingewikkelder is het geval van een gecombineerd voor- en achterscherm. Eerst merken we op, dat het gebruik van een tweezijdig gevoelige film met twee bijpassende schermen grote voordelen biedt boven een eenzijdig bedekte film met één scherm. In de eerste plaats wordt bij dezelfde hoeveelheid lichtenergie dan een sterkere zwarting bereikt.

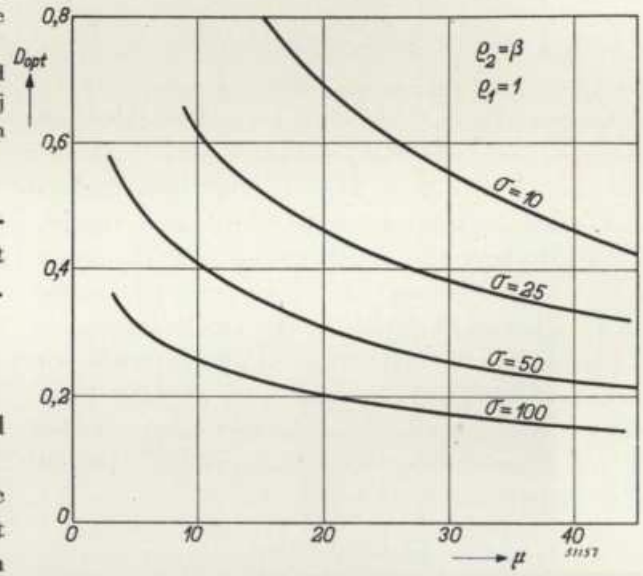


Fig. 7. De optimale dikte (in millimeter) van een doorlichtingsscherm als functie van de absorptiecoëfficient μ voor enige waarden van de verzwakkingscoëfficient σ. Hierbij is ondersteld, dat $\varrho_2 = (1-r_2)/(1+r_2)$ (waarin r_2 = de reflectiecoëfficient van het carton) gelijk is aan $\beta = (1-R_\infty)/(1+R_\infty)$ (waarbij R_∞ = reflectiecoëfficient van een oneindig dikke fluorescerende laag) en dat r_1, het reflectievermogen van de film voor licht zo klein is, dat $\varrho_1 = (1-r_1)/(1+r_1)$ gelijk 1 gesteld kan worden.

Dit komt doordat met toenemende lichtenergie L de zwarting z minder dan evenredig met L toeneemt, zoals bijv. wordt voorgesteld door de empirische formule

$$z = E \log(1 + pL), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

waarin E en p constanten zijn. Uit *fig. 9*, waarin z als functie van L grafisch is voorgesteld, blijkt, dat

$$z(L_1) + z(L_2) > z(L),$$

als

$$L_1 + L_2 = L.$$

Ook analytisch kan men dit gemakkelijk aantonen. Tevens blijkt, dat

$z(L_1) + z(L_2)$ maximaal is als $L_1 = L_2 = L/2$.

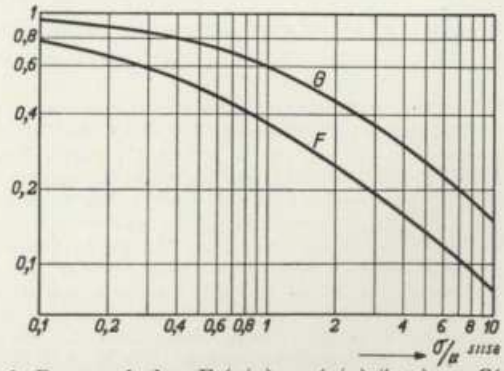


Fig. 8. De grootheden $F(\sigma/\mu) = (\sigma/\mu)^{\sigma/(\mu-\sigma)}$ en $G(\sigma/\mu) = (^1/_2 + \sigma/2\mu)^{\sigma/(\mu-\sigma)}$ als functie van σ/μ, waarbij σ de verzwakkings- en μ de absorptiecoëfficient voorstelt. Deze functies worden gebruikt bij het bepalen van de optimale dikte, resp. voor doorlichtingsschermen en voorfolies.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In de tweede plaats is gebruik van meer dan één scherm gunstig, omdat men uit twee dunne, achter elkaar geplaatste schermen meer licht verkrijgt dan uit één scherm met een laagdikte die gelijk is aan de som van de beide dunne schermen. Weliswaar wordt in beide gevallen dezelfde hoeveelheid röntgenenergie geabsorbeerd, maar, wanneer we twee dunne schermen gebruiken, komt er meer lichtenergie vrij, doordat de lichtabsorptie geringer is.

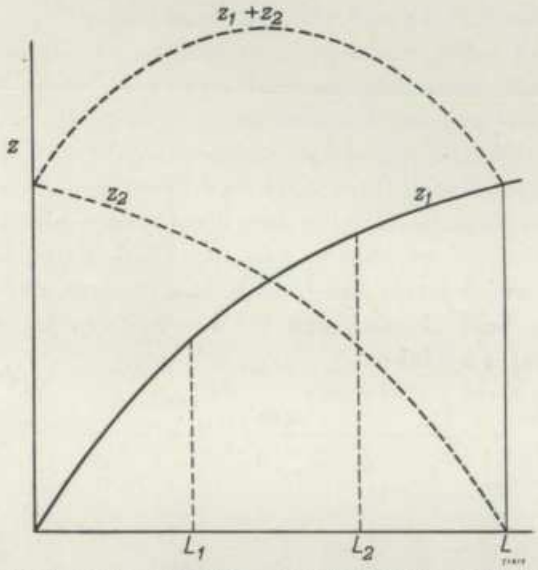


Fig. 9. Grafische voorstelling van de zwarting z als functie van de lichtenergie L volgens formule (17). Uit de figuur blijkt, dat $z(L_1) + z(L_2) > z(L)$ voor $L_1 + L_2 = L$. Het linkerlid van deze ongelijkheid is maximaal voor $L_1 = L_2 = L/2$.

Theoretisch kan men derhalve een maximale fotografische werking verwachten, indien men gebruik maakt van een groot aantal fotografische films, die telkens door een dun scherm van elkaar gescheiden zijn. De lichtstralen behoeven dan hoogstens de dikte van een dun tussenscherm te doorlopen voordat zij op een film kunnen inwerken. Gebruikt men daarentegen één dik scherm, dan komt er licht uit diepe lagen, dat sterk geabsorbeerd wordt voordat het naar buiten treedt. We krijgen reeds een verbetering, wanneer we uitgaan van een dikke fluorescerende laag als achterscherm en daar een dun plakje afsnijden om dat als voorscherm te gebruiken, zoals in de practijk dikwijls wordt toegepast. Dat de hier gegeven redenering juist is, werd experimenteel bevestigd door Barth en Eggert[5]) in een onderzoek, waarbij zij een combinatie van twee films met vier schermen belichtten.

Op overeenkomstige wijze als bij de doorlichtingsschermen en de voorschermen zonder meer kunnen we nu ook onderzoeken wat de optimale dikte van een voorfolie is, indien dit in combinatie met een achterfolie wordt gebruikt.

Kiest men het laatste „oneindig dik", dan geldt voor de beschikbare energie

$$J_B + J_F = A \cdot kN_0 h\nu\mu \left(\frac{e^{-\mu D}}{\mu + \sigma} + \frac{e^{-\sigma D} - e^{-\mu D}}{\mu - \sigma} \right). \quad (18)$$

Differentiatie naar D levert

$$D_{\text{opt}} = \frac{\ln [2\mu/(\mu + \sigma)]}{\mu - \sigma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

In *fig. 10* is D_{opt} als functie van μ aangegeven voor enige waarden van σ. Indien we fig. 10 vergelijken met fig. 7 blijkt, dat bij gelijke waarden van σ en μ de optimale dikte van een voorscherm, bij oneindig dik achterscherm, kleiner is dan die van een doorlichtingsscherm.

Substitutie in (18) levert thans

$$(J_B + J_F)_{\max} = A \cdot kN_0 h\nu \cdot G\left(\frac{\sigma}{\mu}\right), \quad . \quad . \quad (20)$$

waarin

$$G\left(\frac{\sigma}{\mu}\right) = \left(\frac{\mu + \sigma}{2\mu}\right)^{\frac{\sigma}{\mu - \sigma}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Deze grootheid is eveneens in fig. 8 als functie van σ/μ grafisch voorgesteld.

Het blijkt verder, dat, als het maximale effect bereikt wordt,[6])

$$(J_B)_{\text{opt}} = (J_F)_{\text{opt}}.$$

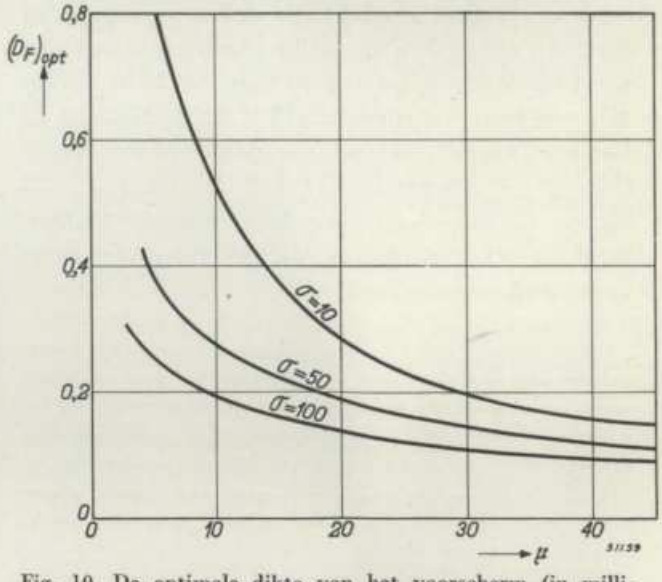


Fig. 10. De optimale dikte van het voorscherm (in millimeter) als functie van de absorptiecoëfficient μ voor drie waarden van de verzwakkingscoëfficient σ. Hierbij is aangenomen, dat het achterscherm een oneindige dikte heeft.

[5]) W. Barth en J. Eggert, Fortschr Rö. **39**, 88-100, 1929.

[6]) Het is aardig op te merken, dat deze uitkomst samenvalt met de voorwaarde voor een maximaal fotografisch effect (de splitsing van een gegeven lichthoeveelheid in twee gelijke delen).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Maken we het achterscherm dunner, dan zal de optimale dikte van het voorscherm steeds groter worden, totdat zij ten slotte bij algehele weglating van het achterscherm gelijk is aan de optimale dikte van een doorlichtings- of voorscherm.

De omzetting van lichtenergie in lichtgewaarwording of in zwarting van de gevoelige laag

Uit het voorgaande is af te leiden met welke factoren men rekening moet houden om een maximale hoeveelheid energie in de vorm van zichtbaar of fotografisch werkzaam licht ter beschikking te krijgen. De lichtprikkel, die deze energie in ons oog opwekt, of de te verkrijgen zwarting van de gevoelige laag hangen echter nog samen met de selectieve eigenschappen van het oog of van de gevoelige laag in verband met de spectrale samenstelling van het fluorescentielicht.

De maximale gevoeligheid van het oog ligt, bij hoge helderheden (>3 k/m²), bij 5500 Å en verschuift bij lagere helderheden (10^{-2} à 10^{-5} k/m²) zoals bij doorlichtingsschermen voorkomen, geleidelijk naar 5200 Å (P u r k i n j e-effect). Men moet dus voor doorlichtingsschermen stoffen gebruiken waarvan de maximale lichtemissie in de buurt van deze golflengte ligt.

Vroeger werden deze schermen gewoonlijk bedekt met bariumplatinacyanuur (R ö n t g e n ontdekte de naar hem genoemde stralen met behulp van deze stof) of met willemiet ($ZnSiO_4$-Mn_2SiO_4). Deze stoffen hebben echter een betrekkelijk laag lichtrendement. Meer geschikt zijn stoffen als ZnS-Cu of (60% Zn 40% Cd)S-Ag, welke een hoog lichtrendement bezitten. De laatstgenoemde stof heeft bovendien een hoge waarde van μ. Uit fig. 8 (kromme F) kan men aflezen, dat men bij gelijke waarde van σ (bijv. $\sigma = 50$) met een ZnCdS-scherm ($\mu = 22$ bij $\lambda = 0{,}25$ Å, $V = 80$ kV) ongeveer twee maal zoveel licht krijgt als met een ZnS-scherm ($\mu = 10$).

De sulfideschermen worden enigszins ontleed bij blootstelling aan daglicht. Voor de zwarting die deze ontleding veroorzaakt, is het ultraviolette en het blauwe gedeelte van het zonlicht verantwoordelijk. Men kan dit effect tegengaan door aan de binder van de fluorescerende stof een kleurstof toe te voegen, die het kortgolvige gedeelte van het zonlicht absorbeert, maar het licht dat in het scherm opgewekt wordt, doorlaat (bijv. auramine).

Sulfiden kunnen hinderlijk nalichten. Het is echter mogelijk deze eigenschap te onderdrukken door tijdens de bereiding van de luminescerende stof geringe sporen nikkel — een zg. dover („killer") — toe te voegen.

Wil men een doorlichtingsscherm fotograferen, dan moet de gevoeligheid van het fotografische materiaal met die van het oog overeenstemmen. Men is dan aangewezen op orthochromatisch of panchromatisch materiaal. Wil men het scherm echter niet bekijken, maar alleen schermbeeldfotografie toepassen, of wil men directe opnamen maken met een versterkingsscherm, dan kan men met een ongesensibiliseerde film volstaan, daar er voldoende stoffen te vinden zijn, die in het violet of in het nabije ultraviolet, waar deze film het gevoeligst is, een krachtige emissie vertonen. Hiervoor komen de stoffen ZnS-Ag en $CaWO_4$ in aanmerking.

Wij zullen trachten, in aansluiting aan de in dit artikel verzamelde gegevens, na te gaan, welke van de twee genoemde stoffen bij het vervaardigen van versterkingsschermen de voorkeur verdient. Indien men aanneemt, dat de waarden der constanten A en B in de formules (7)—(9) voor beide stoffen niet veel in waarde verschillen, kan men deze buiten beschouwing laten. Het komt er dan op neer, dat we voor beide luminoforen de waarden van kG met elkaar vergelijken.

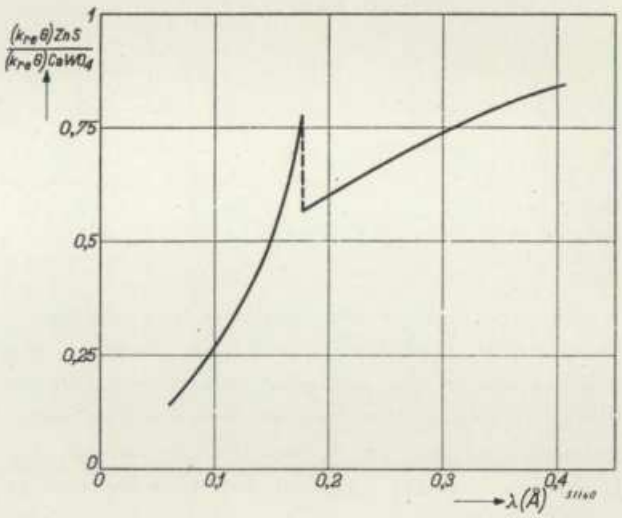


Fig. 11. De verhouding der grootheden $(k_{re}G)_{ZnS}$ en $(k_{re}G)_{CaWO_4}$ (voor $\sigma = 50$) als functie van de golflengte λ. Hierbij stelt k_{re} het rendement voor van de overgang van röntgenstralen in electronenenergie, terwijl G de in fig. 8 afgebeelde functie is.

Fig. 4 geeft μ als functie van λ, fig. 8 G als functie van σ/μ en fig. 6 k_{re} in afhankelijkheid van λ. Door combinatie van deze gegevens is *fig. 11* samengesteld, die de verhouding $(k_{re}G)_{ZnS} : (k_{re}G)_{CaWO_4}$ als functie van de golflengte weergeeft. Wij zien hieruit, dat voor gelijke waarden van σ (bijv. $\sigma = 50$) en van k_{el} een ZnS-scherm minder energie levert dan een $CaWO_4$-scherm. Hier staat tegenover, dat wegens de grotere kristallen bij ZnS-schermen de waarde van σ gewoonlijk kleiner is; bovendien is de lichtemissie van ZnS-Ag beter aangepast bij de gevoeligheid van de fotografische plaat (zie *fig. 12*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

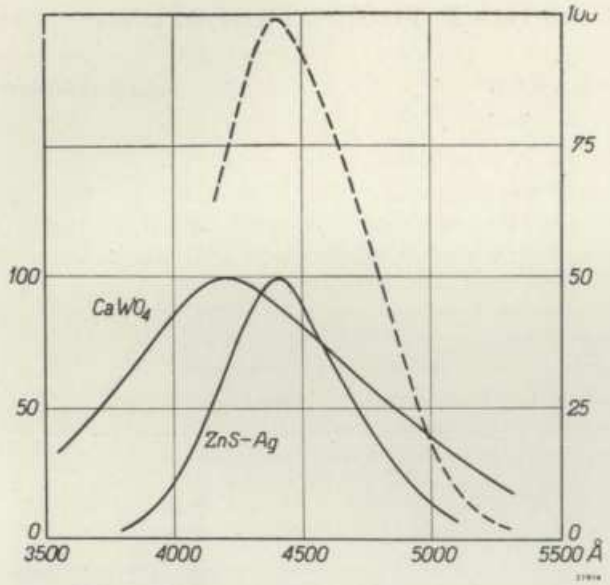


Fig. 12. De getrokken lijnen stellen de spectrale verdelingen voor van het licht, dat een $CaWO_4$- en een ZnS-Ag-scherm uitzenden. De intensiteit is links langs de verticale as in een willekeurige schaal aangegeven. De streeplijn geeft de relatieve spectrale gevoeligheid weer van een ongesensibiliseerde fotografische film, samengesteld uit waarnemingen van de films Agfa Spektral en Ilford Spec. Rapid. De hierbij behorende schaal is rechts uitgezet.

In de practijk vindt men de volgende gegevens[7]):

Buisspanning kV	Verhouding der versterkingsfactoren ZnS : $CaWO_4$
40	3
55	3
70	2,5
85	1,5
100	1,25

Men zal dus geneigd zijn op grond van deze getallen voor versterkingsschermen, die bij lage spanningen gebruikt worden, zinksulfideschermen te prefereren boven calciumwolframaatschermen. Men moet echter nog wel rekening houden met het feit, dat bij de eerstgenoemde schermen het röntgenbeeld een grotere onscherpte vertoont.

[7]) Ontleend aan een publicatie van Ilford Ltd. De getallen hebben betrekking op resp. Ilford Standard Tungstate en Ilford Fluorazur Screens.

Slotopmerking

Zoals reeds in het begin van dit artikel is opgemerkt, wordt de film ook zonder toepassing van versterkingsschermen door de röntgenstralen gezwart. De absorptie in de film bedraagt dan ca 2%. Wanneer men wel gebruik maakt van deze schermen, zal, zoals we boven vonden, het rendement $k = k_{re} \cdot k_{el}$ ongeveer 0,05 bedragen. Daar van de opgewekte lichtenergie hoogstens de helft in de film terecht komt (A en B zijn $\approx {}^1/_2$), is ook in dit geval de lichtenergie die de fotografische laag treft, 1 à 2% van de opvallende röntgenenergie. Het ligt voor de hand, dat we ons afvragen, waar de in de inleiding reeds genoemde winst van een factor 10 à 30 in de belichtingstijd ten slotte vandaan komt.

Men kan dit als volgt inzien. Als een röntgenquantum een AgBr-korrel van de film treft, wordt de energie van het quantum in deze korrel eerst omgezet in energie van een snel electron en daarna verbruikt voor het vrijmaken van een aantal zwak gebonden electronen, waardoor de korrel ontwikkelbaar wordt. Het aantal vrijgemaakte electronen is echter veel groter dan het minimum aantal (≈ 100), dat nodig is om de korrel ontwikkelbaar te maken. Zet men de energie van het röntgenquantum echter eerst om in een groot aantal lichtquanta (zelfs al is $k = 0{,}05$ en $A = 0{,}5$, dan is het aantal per röntgenquantum geproduceerde lichtquanta nog meer dan 1000), dan zullen deze quanta ten gevolge van de verstrooiing in het scherm over een groot volume verdeeld worden en dus vele AgBr-kristallen treffen, waarvan nu een aantal ontwikkelbaar wordt. Hieruit blijkt opnieuw, dat de winst aan zwarting ten nauwste samenhangt met de uitbreiding van de energie over een zeker volume van de film en dus verkregen wordt ten koste van een vergroting der onscherpte.

Deze schermonscherpte, die een nadeel is van het gebruik van versterkingsschermen en die vooral ook bij doorlichtingsschermen een rol speelt, zal in een volgend artikel worden besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN CONDENSATORMICROFOON GESCHIKT VOOR STEREOFONIE

door A. RADEMAKERS.

621.395.616:534.76

De condensatormicrofoon heeft de laatste jaren in het Philips-laboratorium toepassing gevonden bij de stereofonische geluidsweergave. Dit stelt bepaalde eisen aan het instrument: 1) de frequentiekarakteristiek moet tot 14 000 per/sec een horizontale rechte lijn zijn, 2) de afmetingen mogen hoogstens gelijk zijn aan de golflengte van de hoogste weer te geven frequentie, 3) de drempelwaarde moet beneden 30 phon liggen (dwz. dat de geluiden sterker dan 30 phon ongestoord worden weergegeven). Aan de eerste eis wordt voldaan door, gebruik makend van de stijfheid van het luchtkussen achter het membraan, te zorgen, dat de resonantiefrequentie bij 12 000 per/sec ligt. De resonantiepiek wordt vervolgens weggewerkt door het aanbrengen van een luchtdemping. Om bij de kleine afmetingen een voldoend lage drempelwaarde te verkrijgen, moet de afstand membraan-electrode klein gekozen worden (13 μ). De gevoeligheid blijkt 3 mV/μbar te worden bij een gelijkspanning van 100 V. Beschreven wordt ten slotte de practische uitvoering van de constructie.

De verschillende typen van microfoons

In de loop der jaren zijn voor de constructie van microfoons vele verschillende principes toegepast, welke ieder op hun beurt een tijd lang zeer in trek waren. Als eerste werd de gewone telefoon, die volgens het electromagnetische principe werkt, ook als microfoon gebruikt. De kleine gevoeligheid vormde een bezwaar omdat nog geen versterkers ter beschikking stonden. Hiervoor bracht de koolmicrofoon uitkomst. De komst van de radio-omroep was echter oorzaak, dat hogere eisen aan de kwaliteit gesteld werden, terwijl ten gevolge van het gebruik van versterkers de gevoeligheid minder belangrijk werd. Een van de oudste kwaliteitsmicrofoons bestond uit een spoel in de vorm van een platte spiraal, opgehangen in de brede luchtspleet van een electromagneet; dit instrument kan als een voorloper zowel van de spoel- als van de bandmicrofoon beschouwd worden. Deze beide uitvoeringen worden op het ogenblik nog als eerste klas microfoons beschouwd en veelvuldig gebruikt.

Een tijd lang heeft daarna een verbeterde uitvoering van de koolmicrofoon, waarbij door het gebruik van fijnkorrelig koolpoeder en een groot membraanoppervlak de kwaliteit aanzienlijk was vooruitgegaan, een vooraanstaande plaats ingenomen. Maar bij grote geluidssterkte treedt daarbij toch een te sterke vervorming op.

Een oplossing voor dit euvel werd, weliswaar ten koste van een groot deel van de gevoeligheid, gevonden in de condensatormicrofoon, die toen de koolmicrofoon verdrong. Het bezwaar dat hierbij steeds de eerste versterkbuis in de onmiddellijke nabijheid van de microfoon moest worden opgesteld, bevorderde op zijn beurt weer de opkomst van de reeds genoemde electrodynamische microfoons, terwijl ook het piëzo-electrische principe de mogelijkheid opende voor het construeren van goede microfoons. Toch zijn aan al deze microfoons nog bepaalde bezwaren verbonden, zodat nog niet één enkel type de andere definitief heeft kunnen verdringen. Voor verschillende doeleinden worden nog steeds verschillende microfoons gebruikt [1]).

Zowel de komst van de frequentiemodulatie met het daarmede gepaard gaande streven naar uitbreiding van de frequentiekarakteristiek tot de bovenste toongrens, als de noodzakelijkheid om in een kunsthoofd voor stereofonische geluidsweergave [2]) twee microfoons te plaatsen, leidde tot de wens de afmetingen van de microfoon te beperken.

Wat het eerste punt betreft, het inbrengen van de microfoon in een geluidsveld veroorzaakt door het optreden van buigingsverschijnselen een verstoring van het oorspronkelijke geluidsveld, zodra de afmetingen van de microfoon groot zijn ten opzichte van de golflengte van het geluid. Hierdoor wordt de werkelijke frequentiekarakteristiek van de microfoon (de zg. veldijking) een andere dan die welke verkregen wordt, wanneer de microfoon aan een frequentie-onafhankelijke geluidsdruk wordt blootgesteld (drukijking). Daar dit ongewenst is, is het nodig de afmetingen van de microfoon, ten minste in twee dimensies, kleiner te maken dan de golflengte bij de hoogste weer te geven frequentie.

Voor de stereofonie wordt een kunsthoofd gebruikt om aan de beide microfoons dezelfde verschillen in het opgevangen geluid te doen optreden als, bij normaal luisteren, door het menselijk hoofd aan de beide oren worden veroorzaakt. Het is

[1]) Een uitvoerige bespreking der verschillende microfoontypen vindt men in een artikel van J. de Boer, Philips techn. T. 5, 150-158, 1940.

[2]) K. de Boer, Stereofonische geluidsweergave, Philips techn. T. 5, 112-119, 1940, en Stereofonische afbeelding, idem 8, 51-56, 1946 (No. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

duidelijk, dat men hierbij de afmetingen van de microfoon van dezelfde orde zou willen kiezen als die van het menselijk oor.

De electrodynamische microfoons, die steeds een tamelijk volumineuze permanente magneet bevatten, kunnen niet met voldoend kleine afmetingen vervaardigd worden. De Rochellezoutkristallen, die in de piëzo-electrische microfoons gebruikt worden, hebben eigenaardigheden, die hen bij kwaliteitsweergave minder aantrekkelijk maken. Daarom hebben wij getracht de condensatormicrofoon met kleine afmetingen, die voor meetdoeleinden reeds lang in gebruik was, geschikt te maken voor muziekweergave. De grens die aan het verkleinen van de afmetingen wordt gesteld door de daarmede gepaard gaande vermindering van de gevoeligheid van de microfoon, maakte, dat het niet doenlijk was de afmetingen inderdaad klein te houden ten opzichte van de golflengte bij de hoogste frequenties. Wij hebben de diameter gelijk gekozen aan de golflengte bij ongeveer 14 000 per/sec, dat is 25 mm, waarbij de diameter van het werkzame deel van het membraan ongeveer 15 mm kan bedragen. Bij deze afmetingen ontstaan boven frequenties van 2000 per/sec verschillen tussen veld- en drukijking, die maximaal 5 db kunnen zijn, nl. wanneer geluid met 14 000 per/sec loodrecht op het membraan invalt, zodat voor het gebruik als meetmicrofoon correcties aangebracht moeten worden.

Bij het gebruik in het kunsthoofd worden de buigingsverschijnselen niet door de afmetingen van de microfoon, maar door die van het kunsthoofd bepaald. Toch mag ook hierbij het membraan niet te uitgebreid worden, omdat dan verschillende delen van het membraan met verschillende fase zouden worden aangedreven. Bij de gekozen diameter blijven de afwijkingen ten gevolge van dit effect beneden 2 db.

Zoals reeds opgemerkt werd, gaat met de verkleining van de afmetingen ook een verlaging van de gevoeligheid gepaard, waarbij we onder gevoeligheid verstaan de geleverde spanning per microbar geluidsdruk [3]). Op zich zelf doet deze weinig ter zake, omdat de huidige versterkertechniek het altijd mogelijk maakt een signaal tot de gewenste sterkte op te voeren. De gevoeligheid is alleen van invloed in zoverre zij de zg. drempelwaarde van de microfoon beïnvloedt.

Onder de drempelwaarde verstaan we de luidheid [4]) van het geluid dat aan de uitgang van de versterker hetzelfde verloop van de spanning als functie van de tijd levert als het geruis van de schakeling. Het is van essentieel belang, dat de zwakste over te brengen geluiden nog boven het geruis van de versterkers uitkomen. Daarom is deze drempelwaarde een maat voor de bruikbaarheid van de microfoon. Zij bepaalt de zwakste geluiden, die door de microfoon nog ongestoord kunnen worden weergegeven en zou dus eigenlijk beneden de drempelwaarde van het gehoor moeten liggen. Aangezien echter in de studio en in de concertzaal onvermijdelijk een zeker rumoerniveau heerst, kan men genoegen nemen met een drempelwaarde die van dezelfde orde is als dit rumoerniveau. We hebben gemeend voor de drempelwaarde voorlopig met 30 phon genoegen te mogen nemen, hoewel dit een hogere waarde is dan met sommige andere microfoons kan worden bereikt [5]).

De werking van de condensatormicrofoon

De eerste condensatormicrofoon, in de tegenwoordig gebruikelijke vorm, is in 1917 door Wente [6]) vervaardigd. Bij dit type van microfoon vormt een trilplaat, tegenover een vaste electrode geplaatst, daarmede een condensator. De trilplaat moet dus electrisch geleidend zijn. Men gebruikt daarvoor een strak gespannen, zeer dun metaalfolie (bijv. aluminium van 15 μ dikte). *Fig. 1* geeft een schematische voorstelling van de inrichting van een condensatormicrofoon. Door de beweging van de trilplaat zal de capaciteit van de condensator veranderingen ondergaan en daar het afvloeien van de lading door de weerstand wordt

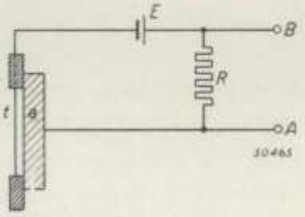


Fig. 1. Schematische voorstelling van de inrichting van een condensatormicrofoon. De bewegelijke electrode of trilplaat t en de vaste of achterelectrode a zijn via een weerstand R met de polen van een batterij E verbonden. De beweging van de trilplaat zal capaciteitsveranderingen van de condensator doen ontstaan, die spanningsvariaties tussen de punten A en B van de keten ten gevolge hebben.

[3]) 1 μbar geluidsdruk betekent een effectieve wisseldruk van 1 dyne per cm^2.

[4]) De luidheid van een geluid wordt uitgedrukt in phons, waarbij de getalwaarde aangeeft hoeveel db een even luide toon van 1000 per/sec ligt boven de intensiteit van 10^{-16} W/cm^2. Een toon van 1000 per/sec bij een druk van 1 μbar heeft een luidheid van 74 phon. Het rumoer in een „stille" concertzaal bedraagt ongeveer 34 phon, een normale conversatie komt overeen met 60 phon.

[5]) Over een schakeling, uitgewerkt in het Philips-laboratorium, die toegepast op de condensatormicrofoon tot een zeer laag geruisniveau leidt, zal binnenkort in dit tijdschrift een artikel verschijnen.

[6]) E. C. Wente, Physical Review **10**, 39-63, 1917.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

belemmerd, zullen tussen de punten A en B spanningsvariaties optreden.

Men kan zich de weerstand zo groot denken, dat de vereenvoudigde onderstelling gerechtvaardigd is, dat de lading Q van de microfoon constant is. In dat geval zal de spanning V op de microfoon steeds omgekeerd evenredig met de capaciteit C zijn ($V = Q/C$). Teneinde een horizontale electrische frequentiekarakteristiek te krijgen, willen we, dat bij gelijke geluidsdrukken met verschillende frequenties dezelfde capaciteitsvariaties optreden, dus dezelfde uitwijkingen van het membraan. Dit is de reden, waarom het membraan strak gespannen wordt. De resonantiefrequentie komt dan hoog te liggen en voldoende ver beneden deze frequentie is voor een resonator de uitwijking voor dezelfde wisselkracht onafhankelijk van de frequentie.

Voor een enkelvoudige resonator met de massa m en de stijfheid s, waarop een sinusvormig met de tijd t veranderlijke kracht met de amplitude K werkt, geldt de bewegingsvergelijking:

$$m\ddot{x} + sx = K \sin \omega t,$$

indien we de hoekfrequentie van de kracht met ω aanduiden. Er treedt resonantie op bij $\omega_0 = \sqrt{s/m}$, terwijl voor $\omega < {}^1/_2\,\omega_0$ met een afwijking kleiner dan 2 db geldt:

$$x = \frac{K}{s} \sin \omega t.$$

Hieruit volgt, dat de onbelaste microfoon bij frequenties die voldoende ver beneden de resonantiefrequentie liggen, een horizontale karakteristiek zal geven. In het vervolg van dit artikel zullen we, ons beperkend tot dit gebied, een berekening van de gevoeligheid van de microfoon geven, waarbij tevens zal blijken, dat de niet-lineaire vervorming beneden waarneembare waarden blijft. Daarna zullen we bespreken, hoe het horizontale gedeelte van de frequentiekarakteristiek tot hogere frequenties uitgebreid kan worden, terwijl ten slotte de invloed behandeld wordt van de electrische schakeling. We hebben dan te maken met het geval, dat de microfoon niet meer onbelast werkt, hetgeen invloed heeft op de frequentiekarakteristiek. Maar bovendien brengt de schakeling een geruisspanning met zich mee, die de drempelwaarde van de combinatie van microfoon en versterker bepaalt.

Berekening van de gevoeligheid

Wanneer we het membraan als een enkelvoudige resonator beschouwen, nemen we dus aan, dat de doorbuiging ervan met één coördinaat beschreven kan worden. Dit is inderdaad mogelijk zolang de frequentie niet ver boven die van de eerste resonantie uitkomt en alle punten van het membraan dus nog in fase bewegen met een vrijwel constante doorbuigingsvorm van het membraan.

Indien deze doorbuigingsvorm bekend is, kan men er een aequivalente amplitude aan toekennen, bijv. door het gemiddelde van de amplitude over het gehele oppervlak (O) te bepalen. Men vindt dan de aequivalente massa m_{aeq} en de aequivalente stijfheid s_{aeq} van het systeem met de ene vrijheidsgraad door de kinetische resp. potentiële energie van het werkelijke membraan te schrijven als

$$E_K = {}^1/_2\, m_{aeq} \cdot \dot{x}^2_{aeq} \qquad \text{resp.} \qquad E_P = {}^1/_2\, s_{aeq} \cdot x^2_{aeq}$$

De kracht die door de geluidsdruk p op het membraan wordt uitgeoefend, blijft in aequivalente maat gelijk aan de werkelijke kracht $= p \cdot O$. Immers, de verrichte arbeid bij een bepaalde uitwijking kan direct geschreven worden als het product van werkelijke kracht en gemiddelde uitwijking.

Beschouwen we het metaalfolie als geheel zonder buigingsstijfheid, dus als een gespannen ideaal membraan, dan is de doorbuigingsvorm vrij gemakkelijk te berekenen. Het resultaat is een parabool, wanneer een constante overdruk aan één zijde zou worden aangebracht (dus voor het statische geval), en een Bessel-functie J_0 voor de eerste eigentrilling.

In onderstaande tabel zijn voor deze beide gevallen opgegeven:

1) de amplitude x als functie van de afstand ϱ tot het middelpunt (R = straal van het membraan),
2) de maximale amplitude x_0 (voor $\varrho = 0$) gedeeld door de gemiddelde amplitude $\bar{x}$,
3) de hieruit bepaalde m_{aeq} gedeeld door de werkelijke massa m.

$x(\varrho)$	$x_0/\bar{x}$	m_{aeq}/m
$x_0\left(1 - \frac{\varrho^2}{R^2}\right)$	2	1,33
$x_0\, J_0\left(2{,}4 \cdot \frac{\varrho}{R}\right)$	2,32	1,45
gemiddeld:	2,16	1,4

De werkelijke vorm is niet eenvoudig te beschrijven. In de eerste plaats speelt de buigingsstijfheid van het materiaal zeker ook een rol. Deze stijfheid heeft de neiging, de uitwijking nog meer naar het midden te concentreren, zodat $x_0/\bar{x}$ stijgt (we denken hier

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aan een vlak ingeklemde rand). Daartegenover staat echter de later te bespreken invloed van de lucht tussen membraan en electrode, die de neiging heeft de grootste amplitudes het sterkst te beperken en dus $x_0/\bar{x}$ probeert te verlagen.

We nemen daarom aan, dat de getallen in bovenstaande tabel niet veel van de werkelijkheid afwijken, en kunnen nu een benaderende berekening geven van de gevoeligheid van de microfoon, teneinde een indruk te krijgen van de grootte-orde van de optredende getalwaarden.

Een membraan van aluminium met een diameter van 15 mm en een dikte van 15 μ heeft een massa van ca 7 mg. Dit leidt tot een aequivalente massa van $7 \times 1{,}4 = 10$ mg. Willen we deze een resonantiefrequentie ν geven $= 12\,000$ per/sec, dan is een aequivalente stijfheid nodig van $5{,}6 \cdot 10^7$ dyne/cm $=$ 5,6 kg/mm. Bij een geluidsdruk van 1 μbar (die bij 1000 per/sec overeenkomt met een luidheid van 74 phon) werkt een aequivalente kracht $=$ 1,8 dyne op het membraan. De effectieve waarde van de gemiddelde amplitude wordt dus $1{,}8/5{,}6 \cdot 10^7$ cm $= 3{,}2$ Å. Dit is van de orde van grootte van de afstanden van de atomen in een kristal. Het is verwonderlijk, dat de microfoon ook nog in staat is bij 100 $\times$ kleinere amplitude (34 phon) een ongestoorde weergave te leveren, ondanks het feit, dat de bewegingen van het membraan hierbij kleiner zijn dan de afmetingen van de atomen.

Bij de sterkste der voorkomende geluiden treden amplitudes op, die 200 $\times$ groter zijn dan de eerstgenoemde waarde. Voor de topwaarde van de uitwijking in het midden van het membraan volgt dan 0,13 μ. Deze is nog altijd als klein te beschouwen ten opzichte van de afstand a van membraan tot vaste electrode, die gewoonlijk meer dan 10 μ bedraagt en in ons geval ca 13 μ is.

Berekenen we nu de capaciteit tussen membraan en electrode in het geval van parabolische doorbuiging met een uitwijking x_0 in het midden, en dus $^1/_2 x_0$ als gemiddelde waarde:

$$C = \int_0^R \frac{2\pi\varrho \cdot \mathrm{d}\varrho}{4\pi\left[a + x_0\left(1 - \frac{\varrho^2}{R^2}\right)\right]} = \frac{O}{4\pi a}\left(1 - \frac{1}{2}\frac{x_0}{a} + \frac{1}{3}\frac{x_0^2}{a^2} - \dots\right).$$

Wanneer het membraan als één plat vlak met de gemiddelde amplitude $^1/_2\, x_0$ verplaatst werd, zou de capaciteit zijn:

$$\frac{O}{4\pi a\left(1 + \frac{1}{2}\frac{x_0}{a}\right)} = \frac{O}{4\pi a}\left(1 - \frac{1}{2}\frac{x_0}{a} + \frac{1}{4}\frac{x_0^2}{a^2} - \dots\right).$$

Daar $x_0/a < 1\%$ blijft, kunnen we dus de capaciteitsvariatie (die in beide reeksen door de termen welke x_0 bevatten, voorgesteld wordt) met een fout beneden $2\,^0/_{00}$ beschrijven door aan te nemen, dat het membraan als één plat vlak met de genoemde amplitude trilt.

In onze microfoon heeft de vaste electrode een diameter van 12 mm, kleiner dus dan het membraan, in verband met isolatie-eisen. Voor de capaciteitsvariatie moeten we slechts rekenen met dit deel van het membraan. Berekenen we hiervoor x_0 gedeeld door de gemiddelde amplitude, dan vinden we $x_0/\bar{x} = 1{,}4$. De over het gehele membraan gemiddelde amplitude van 3,2 Å komt dus overeen met een amplitude van 4,5 Å, indien over het werkzame deel wordt gemiddeld.

Indien we nu aannemen, dat de lading van de microfoon constant blijft en de spanning tussen het membraan en de vaste electrode 100 V bedraagt (een hogere spanning levert gevaar van doorslag), dan komen we bij de genoemde amplitude tot een berekende waarde van de wisselspanning van 3,5 mV, aangezien de spanning bij constante lading en dus constante veldsterkte evenredig met de afstand varieert. Deze waarde klopt goed met de gemeten waarde van de gevoeligheid.

Demping en luchtstijfheid

Wij hebben in het voorgaande als resonantiefrequentie van het membraan reeds genoemd $\nu = 12\,000$ per/sec. Deze keuze is ontstaan als compromis tussen twee eisen:

a) dat frequenties tot $\nu = 14\,000$ per/sec met een behoorlijk horizontale karakteristiek (afwijkingen < 2 db) worden weergegeven,
b) dat de drempelwaarde beneden 30 phon zal liggen en de gevoeligheid voldoende hoog zal zijn om dit te bereiken.

Aan de eerste eis zou men eenvoudig kunnen voldoen door de resonantiefrequentie te leggen boven $\nu = 14\,000$ per/sec. De hiervoor benodigde hogere stijfheid zou echter de gevoeligheid te veel doen dalen om de tweede eis te kunnen handhaven.

We hebben daarom een andere methode gevolgd, en wel door de resonantiefrequentie in het hoogste weer te geven gebied te leggen en de resonantiepiek zodanig weg te dempen, dat de karakteristiek nog met kleine afwijkingen horizontaal doorloopt tot $\nu = 14\,000$ per/sec.

Wanneer we een membraan van duraluminium met de reeds vroeger beschreven afmetingen zo strak mogelijk spannen zonder dat nog breuk optreedt, ligt de resonantiefrequentie ongeveer bij $\nu = 8000$ per/sec. Om deze tot 12 000 per/sec

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

omhoog te brengen kunnen we twee wegen inslaan:

a) Gebruik makend van dikker materiaal zouden we de buigingsstijfheid kunnen opvoeren. Dit geeft echter een verhoging van de massa, zodat de stijfheid extra moet stijgen; de gevoeligheid wordt dus zeer nadelig beïnvloed.

b) Een betere methode is, de ruimte achter het membraan zo klein te nemen, dat bij de beweging een merkbare compressie van de ingesloten lucht optreedt, die een extra stijfheid veroorzaakt.

Men zou dan zelfs kunnen overwegen het membraan zeer dun, en dus licht, te maken, en de gehele stijfheid te laten komen van het luchtkussen. Dit zou een verbeterde gevoeligheid geven, maar is om een andere reden minder wenselijk: de hoge spanning tussen membraan en electrode geeft een aantrekkende kracht tussen die beide. Een klein lek in het luchtkamertje zou dan het gevaar geven, dat het membraan tot op de achterelectrode werd getrokken. En zulk een klein lek is noodzakelijk, namelijk om te voorkomen, dat ten gevolge van de langzame veranderingen in de barometerstand de afstand van membraan tot achterelectrode varieert.

We hebben ons daarom gehouden aan een vrij stug membraan met een dikte van 15 μ.

Wanneer we het luchtvolume achter het membraan slechts lieten bestaan uit de ongeveer 13 μ dikke laag tussen membraan en electrode, zou een fantastisch hoge luchtstijfheid ontstaan, wat als volgt blijkt.

Een beweging van het membraan over een afstand $\bar{x}$ geeft dan bij adiabatische compressie een stijging Δp van de druk p, waarvoor geldt:

$$\frac{\Delta p}{p} = -\frac{\Delta V}{V} = -\varkappa\frac{\bar{x}}{a}.$$

Hierin is V het luchtvolume en $\varkappa$ de verhouding der soortelijke warmten van lucht bij constante druk en bij constant volume ($\varkappa = 1{,}4$). De benodigde kracht is dus (afgezien van het teken):

$$\Delta p \cdot O = \bar{x}\frac{p \cdot \varkappa \cdot O}{a},$$

en de stijfheid:

$$s_{\text{aeq}} = \frac{p \cdot \varkappa \cdot O}{a}.$$

Met $p = 1$ atm $= 10^6$ dyne/cm^2 en $a = 13 \cdot 10^{-4}$ cm, komt er derhalve

$$s_{\text{aeq}} = 2 \cdot 10^9 \text{ dyne/cm},$$

corresponderend met een resonantie bij 72 000 per/sec.

Het is duidelijk, dat we om de luchtstijfheid te verlagen, het luchtvolume moeten vergroten, en dit niet door de afstand a te vergroten (dit zou de opgewekte electrische spanning weer sterk doen dalen), maar door een aparte compressieruimte aan te brengen in de vorm van een ringvormige goot om de electrode of als groeven of putten in het oppervlak er van.

De keuze van de vorm hangt ten nauwste samen met de benodigde demping voor het vlakker maken van de resonantiepiek. Voor deze demping maken we nl. gebruik van de visqueuze stroming van de lucht in de nauwe spleet tussen membraan en electrode, van en naar de compressieruimte. Aannemende dat de lucht zich bij deze stroming als onsamendrukbaar gedraagt, is het niet moeilijk de dempende werking te berekenen.

Voor de coëfficient r in de differentiaalvergelijking die nu voor de membraanbeweging geldt,

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + sx = K \sin \omega t,$$

vinden we in het geval van een ronde vlakke electrode met straal R en oppervlak O

$$r = \frac{1{,}5 \cdot 10^{-3}}{2\pi} \cdot \frac{OR^2}{a^3}.$$

De mate van demping kunnen we beoordelen door $\omega_0 \cdot r$ te berekenen (ω_0 is de frequentie waarvoor resonantie optreedt). De oplossing der differentiaalvergelijking leert immers, dat $x = K/s$ voor $\omega \ll \omega_0$ en $x = K/\omega_0 r$ voor $\omega = \omega_0$. De juiste demping hebben we derhalve ongeveer, wanneer

$$\omega_0 \cdot r = s.$$

In ons geval ($R = 0{,}6$ cm) zou, wanneer $\omega_0 =$ 12 000 per/sec gekozen wordt,

$$\omega_0 \cdot r = 3{,}6 \cdot 10^9 \text{ dyne/cm}.$$

Dit is een veel te hoge waarde, daar immers boven als vereiste waarde voor de aequivalente stijfheid $5{,}6 \cdot 10^7$ dyne/cm gevonden werd.

Het is derhalve noodzakelijk de weerstand met een factor 150 te verkleinen. Uit de gegeven formule voor de weerstand blijkt, dat we deze verbetering gemakkelijk kunnen verkrijgen door de electrode te verdelen in gebiedjes met kleinere afmetingen. De weerstand neemt dan af (bij gelijkblijvend totaal oppervlak) met het kwadraat van die afmetingen. Wanneer hij zo op de gewenste waarde gebracht is, ($r = s/\omega_0$), stroomt de lucht practisch onsamendrukbaar van en naar de groeven in de onderverdeelde electrode. De drukstijgingen in die groeven werken dan terug op het membraan en veroorzaken zo de extra stijfheid, die nodig was voor het verhogen van de resonantie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De onderverdeling van de electrode hebben wij uitgevoerd door het fraisen van rechte groeven in het oppervlak. De dempingsconstante krijgt hierdoor een enigszins andere getalwaarde, nl.

$$r = \frac{4{,}3 \cdot 10^{-3}}{2\pi} \cdot \frac{O\,(^1/_2\,b)^2}{a^3},$$

waarin b de breedte van de dam tussen twee groeven is.

Hoewel deze formule geen nauwkeurige uitkomsten oplevert, is ze in de practijk toch zeer nuttig, omdat de samenhang van de demping met de verschillende maten juist wordt weergegeven. Het is daardoor meestal mogelijk, aan de hand van één proefmodel met behulp van de formule de juiste vorm die de achterelectrode moet hebben, te bepalen.

De electrische schakeling

Voor een nadere beschouwing over de wijze waarop de electrische wisselspanning door de membraanbeweging ontstaat, gaan we nu uit van het vereenvoudigde model: een membraan dat als één plat vlak heen en weer beweegt. De capaciteit in de ruststand is $C_m = O/4\pi a$, terwijl de variaties beschreven worden door a te vervangen door $a(1 + \alpha)$, waarin $\alpha = \bar{x}/a$ bijv. sinusvormig met de tijd kan variëren. Parallel aan de membraancapaciteit is een onvermijdelijke strooicapaciteit aanwezig en eventueel een opzettelijk aangebrachte parallelcapaciteit. Deze beide samen noemen we C_p.

Gaan we weer uit van de onderstelde constante lading, dan geldt steeds:

$$V = \frac{Q}{C_p + \dfrac{C_m}{1+\alpha}} = \frac{Q}{C_m + C_p} \cdot \frac{1+\alpha}{1 + \alpha\dfrac{C_p}{C_m + C_p}} =$$

$$= V_0 \frac{1+\alpha}{1 + \alpha\dfrac{C_p}{C_m + C_p}},$$

waarin V_0 de spanning in de ruststand voorstelt. De spanningsvariatie is:

$$\Delta V = V - V_0 = V_0\,\alpha \cdot \frac{C_m}{C_m + C_p} \cdot \frac{1}{1 + \alpha\dfrac{C_p}{C_m + C_p}} =$$

$$= V_0 \cdot \alpha \cdot \frac{C_m}{C_m + C_p}\left(1 - \alpha\frac{C_p}{C_m + C_p} + \ldots\right)$$

Uit de afgeleide formule zien we:

1) dat de opgewekte spanning evenredig is met V_0 en in eerste instantie met $\alpha = \bar{x}/a$;
2) dat de opgewekte spanning verkleind wordt in de verhouding $C_m/(C_m + C_p)$, indien een parallelcapaciteit wordt aangebracht;
3) dat tevens een vervormingsterm optreedt bij het aanbrengen van C_p, welke de grootte heeft van $\alpha C_p/(C_m + C_p)$.

Bij zeer sterk geluid bereikt deze term, zelfs bij zeer grote C_p/C_m, hoogstens een waarde van 1 % (want steeds is $\alpha \leqslant 1\%$), en is dus verwaarloosbaar ten opzichte van de vervorming, die dan in het overige gedeelte van een apparatuur voor geluidsoverdracht meestal optreedt.

Wij hebben tot nu toe steeds ondersteld, dat de microfoon een constante lading heeft, door ons de oplaadweerstand hoog genoeg te denken. Ook dit punt moet nader bekeken worden.

De microfoon zonder parallelcapaciteit en met constante lading levert een „open spanning" $= V_0\alpha$. Verbinden we de microfoon zonder weerstand aan de gelijkspanningsbron, dan ontstaat een „kortsluitstroom" $= V_0 \cdot \mathrm{d}C/\mathrm{d}t = V_0 \cdot \alpha \cdot j\omega C_m$, wanneer we α als sinusvormig beschouwen en termen van hogere orde verwaarlozen. Volgens het theorema van Thévenin mogen we de microfoon opvatten als een spanningsbron ter sterkte $V_0\alpha$ met een inwendige impedantie die gelijk is aan de open spanning gedeeld door de kortsluitstroom, dus $= 1/j\omega C_m$, de eigen impedantie van de microfoon. In *fig. 2* is dit schematisch aangegeven.

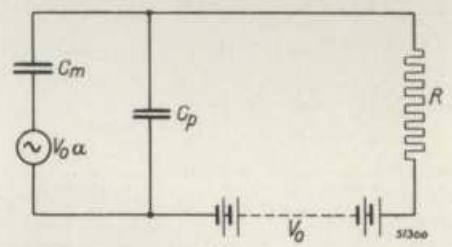


Fig. 2. De electrische schakeling van een condensatormicrofoon zoals deze volgens het theorema van Thévenin mag worden opgevat. Hierbij is V_0 de spanning van de stroombron, R de weerstand, C_m de capaciteit van de condensatormicrofoon in rusttoestand, C_p de grootte van de parallelcapaciteit en α de factor die de verandering van de afstand membraan-achterelectrode bepaalt.

Met behulp van deze uitkomst beschouwen we nader, hoe de combinatie van de microfoon met de parallelcapaciteiten en de weerstand zich gedraagt. In het in fig. 2 getekende schema wordt de wisselspanning over R:

$$V_R = \alpha V_0 \frac{C_m}{C_m + C_p} \cdot \frac{1}{1 + \dfrac{1}{j\omega R\,(C_m + C_p)}}.$$

In *fig. 3* is deze spanning in absolute waarde uitgezet als functie van $RC_0\omega$, waarin $C_0 = C_m + C_p$.

We zien, dat voor $RC_0\omega \gg 1$ nagenoeg de volle

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

berekende spanning aan de einden van de weerstand optreedt. Bij $RC_0\omega = 1$ treedt een verlaging van het signaal op met 3 db.

Wanneer we nu de laagste weer te geven frequentie op $\nu = 32$ per/sec stellen en hier de val van 3 db toelaten, dan moet dus

$$R\,(C_m + C_p) = \frac{1}{2\pi \cdot 32} \approx \frac{1}{200}\ \text{sec.}$$

Hieraan is op verschillende wijzen te voldoen. Het eenvoudigste is om bij de capaciteit van de microfoon een zodanige weerstand te kiezen, dat aan de

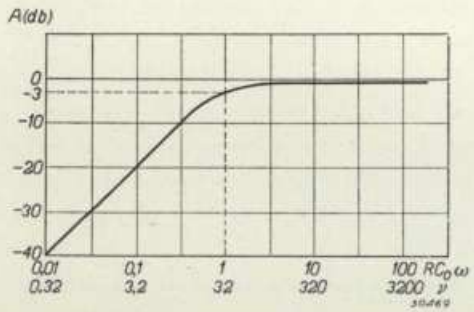


Fig. 3. Het verband tussen de amplitude A van het spanningsverschil aan de uiteinden van de weerstand R en de waarden van het product $RC_0\omega$, indien we de totale capaciteit $C_m + C_p = C_0$ en de hoekfrequentie ω noemen. Deze laatste waarden zijn logarithmisch uitgezet op de x-as, terwijl het spanningsverschil in een decibelschaal is uitgedrukt. Voor $C_0\omega = 1$ blijkt $A = -3$ decibel te zijn. Ook zijn de waarden van de abscis, uitgedrukt in de frequentie ν, aangegeven voor $RC_0 = 1/200$ sec.

voorwaarde voldaan is. Men komt dan tot zeer grote waarden voor de weerstand (80 MΩ, omdat $C_m = 55$ pF en $C_p = 10$ pF minimaal). Dit stelt hoge eisen aan de isolatie zowel in de microfoon als aan het rooster van de eerste versterkbuis.

Een andere oplossing is een minder hoge weerstand te gebruiken en parallel aan de microfoon een capaciteit te schakelen. Dit brengt echter met zich mede, dat de geleverde spanning zakt in de verhouding $C_m/(C_m + C_p)$. Weliswaar daalt door de verlaging van de weerstand ook de geruisspanning, maar toch wordt in dit geval de drempelwaarde nadelig beïnvloed, waarbij men in aanmerking moet nemen, dat de geruisspanning van de weerstand slechts met de wortel uit de weerstandsverhouding omlaag gaat.

Een derde oplossing zou gevonden kunnen worden door het toepassen van een tegenkoppelspanning in de trant van de veel gebruikte „cathode-follower", waardoor de schakeling schijnbaar een hoge ingangsweerstand vertoont. Het blijkt, helaas, dat de verhouding van geruis tot signaal niet overeenkomstig vermindert, zodat deze schakeling hier geen wezenlijke voordelen biedt en het nadeel heeft, dat de eerste buis geen bijdrage levert tot de versterking.

Voor twee gevallen hebben we de verhouding van de geruisspanning tot de signaalspanning berekend.

Is de weerstand R hoog (80 MΩ) en de parallelcapaciteit minimaal (ca 10 pF), dan vindt men voor de signaalspanning 3 mV/μbar. Berekening van de effectieve waarde der geruispanning levert dan de uitkomst 6,0 μV, zodat deze 54 db beneden de signaalspanning bij 1 μbar ligt. Indien we onderstellen, dat er een stoorspanning van deze waarde aanwezig was met een frequentie van 1000 per/sec, zou dit tot een drempelwaarde van 20 phon leiden. Wanneer we rekening houden met de oorgevoeligheidskromme, dan is het duidelijk, dat de genoemde geruisspanning een lagere drempelwaarde dan 20 phon ten gevolge heeft.

In de tweede plaats zij $R = 5$ MΩ en $C_p = 1000$ pF. De signaalspanning blijkt dan 0,15 mV/μbar te zijn. Onder deze omstandigheden wordt voor de effectieve waarde der geruispanning een waarde gevonden die 40 db lager ligt dan de signaalspanning per μbar, nl. 1,4 μV. Bij een frequentie van 1000 per/sec van de geruistoon zou de drempelwaarde dan bij 34 phon komen te liggen; in werkelijkheid is deze lager.

Hieruit blijkt, dat een bevredigende drempelwaarde bereikt kan worden, indien een voldoend grote weerstand gebruikt wordt.

De practische uitvoering

Zoals reeds gebleken is, kan de combinatie van een ver doorlopende horizontale frequentiekarakteristiek met een lage drempelwaarde alleen verkregen worden door het gebruik van een zo licht mogelijk membraan als op de vermelde gronden toegelaten kan worden en een zo klein mogelijke afstand tussen electrode en membraan als met voldoende reproduceerbaarheid kan worden vervaardigd. Wij willen namelijk deze afstand goed reproduceerbaar hebben, omdat de demping varieert met de derde macht ervan. Bij afstanden van de orde van 10 μ geeft een vergroting met 1 μ dan een verandering in de demping van ruim 2 db, hetgeen tot uiting komt in een even grote verhoging van de karakteristiek ter plaatse van de resonantie. We hebben daarom niet geprobeerd, de afstand kleiner dan de genoemde waarde te maken, temeer omdat het dan extra moeilijk zou worden, de microfoon vrij te houden van kortsluiting ten gevolge van uiterst kleine vreemde deeltjes.

In *fig. 4* zijn de frequentiekarakteristieken getekend van drie microfoons met gelijke achterelectrode, doch verschillende afstand membraan-achterelectrode. Het blijkt, dat de juiste afstand van grote betekenis is voor de demping en daardoor

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

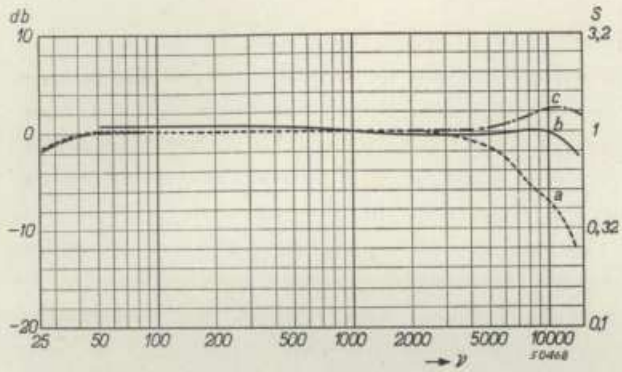


Fig. 4. Drie karakteristieken, waaruit blijkt, dat men door het instellen van de afstand membraan-achterelectrode de demping kan regelen:
a) de demping is te sterk, *b*) een goede demping, *c*) de demping is te gering. Op de horizontale as met een logarithmische schaal is de frequentie uitgezet en op de verticale as rechts

$$S = \frac{\text{spanning bij frequentie } \nu}{\text{spanning bij 1000 per/sec}}$$

en links dezelfde spanningsverhouding in decibels.

voor de vorm van de karakteristiek. Voor deze drie grafieken geldt:

a) de demping is te sterk,
b) de microfoon heeft een goede demping,
c) de demping is te gering.

Fig. 5 geeft een doorsnede-tekening van de condensatormicrofoon, zoals die op grond van de bovenstaande overwegingen in het Philips-laboratorium geconstrueerd is.

Het membraan is gespannen in het huis van de microfoon tussen twee ringen, die met een moer aangeschroefd worden. De achterelectrode zit geperst in een andere ring, die voorzien is van een barnsteenisolatie. Dit geheel wordt in de microfoon geschoven tot de laatstgenoemde ring het membraan zover heeft doorgedrukt, dat de spanning de vereiste waarde heeft gekregen. Deze beweging kan met een speciale moer geregeld worden. Vooraf is gezorgd, dat het oppervlak van de achterelectrode een afstand 10 μ lager ligt dan de rand van de ring, waarin deze geperst is. De achterelectrode is ten slotte geleidend verbonden met een geïsoleerde stekerpen.

Over de vervaardiging van het electrodensysteem kan het volgende nog worden medegedeeld. De eigenlijke achterelectrode, die een diameter van 12 mm heeft, wordt eerst voorzien van het vereiste aantal groeven (15 groeven, diep 1,8 mm, breed 0,15 mm). Vervolgens wordt deze electrode met de barnsteenring in de daarvoor bestemde ring geperst. Het barnsteen ligt dan ca 0,1 mm lager dan de messingoppervlakken. Daarna wordt op een nauwkeurige draaibank het oppervlak van de electrode een afstand van 10 μ dieper dan de rand van de ring afgedraaid.

Deze laatste bewerking moet met grote nauwkeurigheid uitgevoerd worden. Wanneer de beitel met de hand wordt aangezet, wordt het oppervlak te ruw, waardoor kans op kortsluiting ontstaat. Daarom moet de beitel met een zeer kleine spoed door een speciaal hiervoor aangebracht motortje bewogen worden. De verplaatsing van de beitel evenwijdig aan het bed over een afstand van 10 μ gebeurt normaal met de hand en wordt afgelezen op een meetklokje, dat aan het support bevestigd is. Wanneer het oppervlak gedraaid is, worden kleine braampjes met een zeemleren lapje weggewreven.

De dwarsbeweging van de beitel moet natuurlijk zeer zuiver loodrecht op de as van de draaibank staan, daar anders een conisch oppervlak zou ontstaan met kans op kortsluiting of op een te grote luchtspleet. Om een contrôle te hebben op de bereikte nauwkeurigheid werd een gedraaid oppervlak onder een interferometerplaat gelegd. De

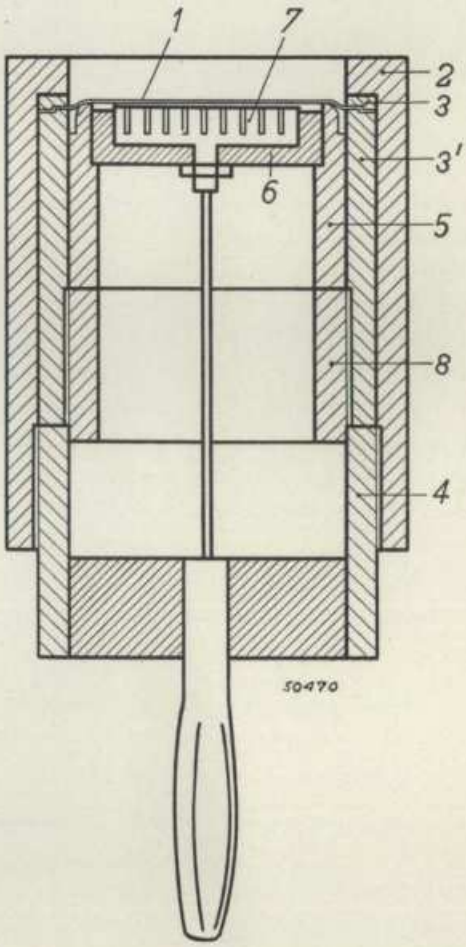


Fig. 5. Doorsnede-tekening van de condensatormicrofoon in de nieuwe uitvoering. Het membraan *1* is gespannen in het huis *2* van de microfoon tussen de ringen *3* en *3'*, die aangeschroefd worden met de moer *4*. De achterelectrode *7* zit geperst in een ring *5*, die voorzien is van een barnsteenisolatie *6*. Dit geheel wordt in de microfoon geschoven tot de ring *5* het membraan zover heeft doorgedrukt, dat de spanning de vereiste waarde heeft gekregen. Deze beweging kan met moer *8* geregeld worden. Vooraf is gezorgd, dat het oppervlak *7* een afstand 10 μ lager ligt dan de rand van *5*. De achterelectrode is geleidend verbonden met een geïsoleerde stekerpen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

afwijking van de juiste vorm bleek $< 1\ \mu$ te zijn over een afstand van 15 mm.

In *fig. 6* zijn enige exemplaren van de condensatormicrofoon afgebeeld.

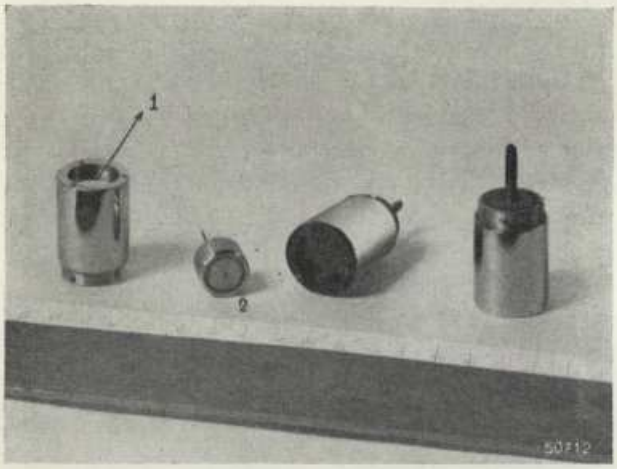


Fig. 6. Enige condensatormicrofoons. Bij het instrument links is *1* het in het huis gespannen membraan, daarnaast ligt een achterelectrode *2*. Bij de liggende microfoon is voor het membraan een beschermingsgaasje aangebracht. De liniaal met centimeterverdeling geeft een beeld van de afmetingen.

Een goed denkbeeld van de bereikte mechanische nauwkeurigheid verkrijgt men door zich de microfoon 1000 × vergroot voor te stellen. De achterelectrode krijgt dan een diameter van 12 meter en op een afstand van 10 mm daarvan bevindt zich een plaat, die eraan evenwijdig is en waarvan de dikte 15 mm bedraagt. Uit capaciteitsmetingen is gebleken, dat deze plaat niet geheel vlak is, maar enigszins bol staat. Wanneer we het zoëven genoemde model geheel aan de werkelijkheid willen laten beantwoorden, dan moet de afstand tussen de achterelectrode en de plaat in het midden ongeveer 13 mm zijn. Deze bolle vorm van het membraan ontstaat zonder twijfel door het doordrukken van het duraluminiumfolie bij het monteren van de achterelectrode in de microfoon.

Men krijgt ook een aardig beeld van de trilling van het membraan, wanneer men de daarbij optredende snelheid berekent. Bij een geluidsdruk van 1 μbar en een frequentie van 50 per/sec is de topwaarde van deze snelheid

$$v_{max} = 2\pi \cdot 50 \sqrt{2 \cdot 4{,}5 \cdot 10^{-4}}\ \mu/\text{sec} = 1{,}72\ \text{cm/dag}.$$

Ter vergelijking diene, dat de groeisnelheid van een zonnebloem 2 à 3 cm/dag bedraagt!

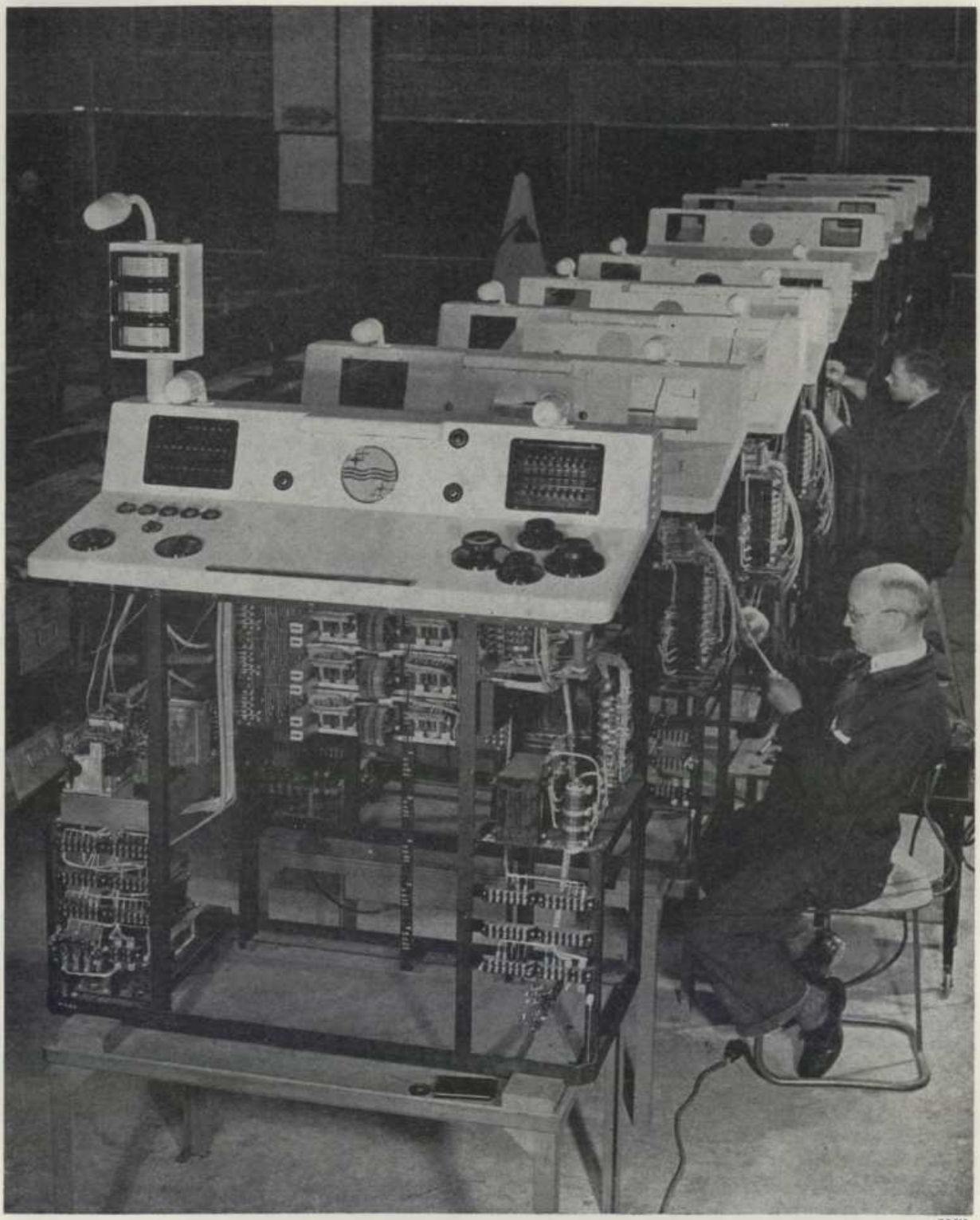
De hier beschreven condensatormicrofoon wordt in het Philips-laboratorium in de eerste plaats in het kunsthoofd bij stereofonieproeven gebruikt. Het is niet uitgesloten, dat dit instrument ook voor monauraal opvangen van geluid toepassing zal vinden, wanneer de wens het frequentiegebied boven de 10^4 per/sec uit te breiden, urgent wordt. Het bezwaar, dat daarbij de eerste versterker in de onmiddellijke nabijheid van de microfoon moet worden opgesteld, zal dan op de een of andere wijze ondervangen moeten worden [7]). Uit de grafiek in fig. 4 is reeds gebleken, dat de kwaliteit der weergave aan hoge eisen voldoet. In de practijk is ondervonden, dat de beschreven uitvoering in het laboratorium voldoende reproduceerbaar te maken is, zodat de microfoons zonder bezwaar onderling verwisseld kunnen worden.

[7]) Ook hiervoor zal in het artikel dat in noot [5]) werd aangekondigd, een oplossing worden gegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

MONTAGE VAN SCHAKELLESSENAARS VOOR RÖNTGEN-DIAGNOSTIEK-APPARATEN



Op een röntgenapparaat van het hier in aanbouw voorgestelde type (Super D) kunnen acht röntgenbuizen worden aangesloten, die beurtelings in bedrijf kunnen worden gesteld. Voor elke buis wordt in de lessenaar een zg. automatiek-eenheid gemonteerd, die voor een optimale belasting van de buis zorgt. Drie dergelijke eenheden, bestaande uit relais, weerstanden en contactplaten, ziet men in de voorste lessenaar midden onder de dekplaat, vijf andere kunnen nog hieronder worden aangebracht. Door indrukken van één der acht drukknopschakelaars rechts boven op de lessenaar kiest het bedieningspersoneel de buis die gebruikt zal worden; hierbij worden automatisch alle aansluitingen voor de voeding, de regelmechanismen, de beveiligingshulpmiddelen en de signalering overgeschakeld. Zo wordt de bediening eenvoudig, maar de apparatuur ingewikkeld. De monteurs moeten een duizendtal draadverbindingen in elke lessenaar aanbrengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN ELECTRONISCHE SCHAKELAAR MET REGELBARE COMMUTERINGSFREQUENTIE

door E. E. CARPENTIER.

621.317.755.06

Beschreven wordt een nieuwe uitvoering van een electronische schakelaar (type GM 4580) voor het gelijktijdig zichtbaar maken van twee oscillogrammen. Door verschillende maatregelen zijn storende pieken in de uitgangsspanning vermeden. De normale oscillograafversterker, die tot vervorming van de commuteringsspanning aanleiding gaf, wordt niet meer gebruikt (tenzij als voorversterker voor een der af te beelden spanningen). Als gevolg hiervan kon de commuteringsfrequentie tot 40 000 per/sec worden opgevoerd, waardoor de detaillering in de oscillogrammen is verbeterd. Bovendien is deze frequentie continu regelbaar gemaakt, tot 2 per/sec naar beneden, wat in bepaalde gevallen van voordeel is. Naar keuze kan een asymmetrische of een symmetrische ingang worden gebruikt; dit laatste komt o.a. te pas, als men meer dan twee oscillogrammen tegelijk wil opnemen met behulp van electronische schakelaars in cascade.

Met behulp van een kathodestraaloscillograaf[1]) kan men het verloop van een electrische spanning als functie van een andere electrische spanning afbeelden. Gebruikt men voor deze laatste een lineaire tijdasspanning, dan krijgt men op het scherm van de oscillograaf het verloop van een spanning met de tijd te zien. Hoewel men in talrijke gevallen niet meer verlangt, doet zich toch ook vaak de wenselijkheid voor, twee of meer spanningen als functie van een andere spanning gelijktijdig zichtbaar te maken, bijv. als het om het aantonen of meten van een tijd- of faseverschil te doen is.

Een reeds meermalen in de literatuur — ook in dit tijdschrift[2]) — beschreven methode maakt gebruik van een schakelaar die de beide te oscillograferen spanningen beurtelings op de platen voor de verticale afbuiging van een normale oscillograaf aansluit; het schakelen geschiedt hierbij door electronenbuizen.

Principe van de electronische schakelaar

Het principe van zulk een electronische schakelaar moge in herinnering worden gebracht aan de hand van *fig. 1*, die betrekking heeft op een vroegere uitvoering van zulk een apparaat (vgl. noot[2])).

De te oscillograferen spanningen v_I en v_{II} worden aan de kanalen *I* en *II* van de electronische schakelaar toegevoerd; aan de ingang dezer kanalen bevindt zich het stuurrooster van de penthoden P_I resp. P_{II}. Op de beide schermroosters staan onderling in tegenfase zijnde wisselspanningen met een bij benadering rechthoekige krommevorm. Deze zg. commuteringsspanningen worden opgewekt door een multivibrator volgens Abraham en Bloch; zij hebben een zodanige grootte dat om beurten een der penthoden zich in de normale bedrijfstoestand bevindt en de andere stroomloos is. De stroom in de gemeenschappelijke anodeweerstand R_a loopt dus afwisselend door P_I of door P_{II}; bij gevolg wordt deze stroom — en derhalve ook de anodespanning — afwisselend door v_I of door v_{II} bepaald. De anodespanning op haar beurt bepaalt (via een versterker) de verticale uitslag op een oscillograaf.

De trillingstijd van de commuteringsspanning is klein gekozen ten opzichte van de tijd waarin de lichtvlek het scherm van links naar rechts doorloopt. Er ontstaat dan een beeld van de aard van *fig. 2* (waarin duidelijkheidshalve de commuteringsfrequentie veel te laag is gekozen). Elk der beeldkrommen bestaat dus uit een stippellijn.

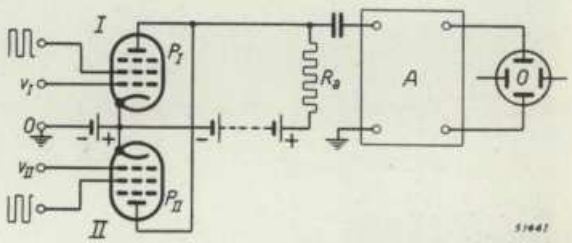


Fig. 1. Principeschema van een electronische schakelaar. *I* en *II* zijn beurtelings in functie zijnde kanalen voor het doorgeven van de ingangsspanningen v_I en v_{II} naar de versterker *A* en de oscillograafbuis *O*. P_I en P_{II} zijn penthoden, R_a is een gemeenschappelijke anodeweerstand.

Bij een andere, misschien meer voor de hand liggende methode om gelijktijdig twee of meer oscillogrammen zichtbaar te maken gebruikt men een oscillograafbuis waarin een aantal electronenbundels elk een oscillogram op het scherm schrijven.

[1]) Voor beschrijvingen van kathodestraaloscillografen, zie o.a. Philips Techn. T. 1, 147-151, 1936, (type GM 3150), Philips Techn. T. 4, 210-216, 1939, (type GM 3152), Philips Techn. T. 5, 289-297, 1940, (type GM 3156), Philips Techn. T. 9, 202-210, 1947 No. 7, (type GM 3159).

[2]) C. Dorsman en S. L. de Bruin, Een electronenschakelaar, Philips techn. T. 4, 280-284, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De buis bevat dan ook evenveel kathoden — elk met een bijbehorend focusserings-, versnellings- en afbuigsysteem — als men oscillogrammen tegelijk wil opnemen. Dat op deze wijze continue lijnen in plaats van stippellijnen (fig. 2) worden verkregen, heeft o.a. het voordeel dat geen details in de weer te geven oscillogrammen verloren gaan en dat de lichtintensiteit die één electronenbundel opwekt, niet over een aantal krommen wordt verdeeld. Er staan echter enkele bezwaren tegenover, zoals de niet te vermijden verschillen tussen de afbuigsystemen (kleine verschillen in gevoeligheid bijv. kunnen al zeer storend zijn). Voorts zullen, vooral bij hoge frequenties, de afbuigsystemen invloed op elkaar uitoefenen. In hoofdzaak is het echter de gecompliceerdheid van de constructie die heeft belet dat zulke meervoudige buizen algemeen ingang hebben gevonden.

Bovenste grens van de commuteringsfrequentie

Hoe hoger men de commuteringsfrequentie kiest, des te fijner de beeldstructuur wordt, dus des te fijnere details nog worden weergegeven. Aan het opvoeren van deze frequentie wordt echter al

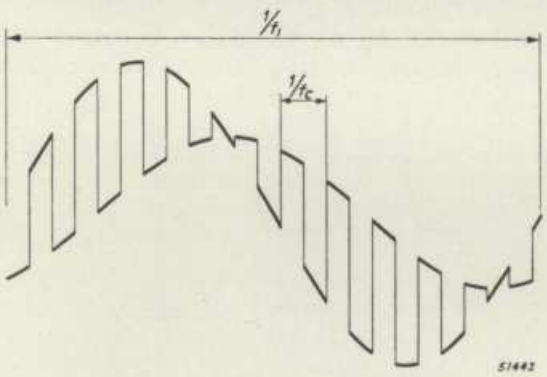
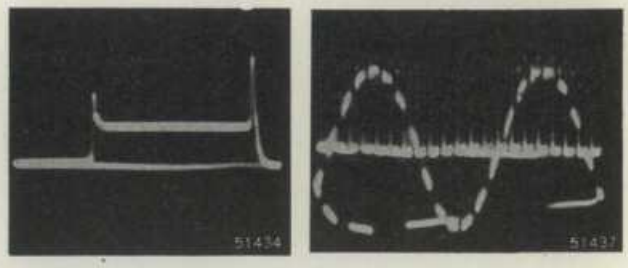


Fig. 2. Beeld van twee sinusvormige ingangsspanningen, dat op de oscillograaf in de schakeling volgens fig. 1 verschijnt, indien de commuteringsfrequentie f_c hoger is dan de frequentie f_i der ingangsspanningen. In werkelijkheid is f_c veel hoger dan hier is voorgesteld.

spoedig een grens gesteld, althans wanneer de uitgangsspanning van de electronische schakelaar zo klein is dat men het niet zonder de versterker van de oscillograaf kan stellen. Van deze versterker moet dan namelijk worden verlangd dat hij een rechthoekige trilling onvervormd versterkt, hetgeen o.a. betekent dat hij een groot aantal (bijv. 100) harmonischen redelijk amplitude- en fasegetrouw moet weergeven. Met de versterker van een normale oscillograaf, bijv. type GM 3152, komt men zo tot een maximale commuteringsfrequentie van 8000 à 10 000 per/sec, een waarde die dan ook gebruikt wordt in de destijds beschreven electronische schakelaar (type GM 4196, zie noot [2]).

Dat de krommevorm van de met dit apparaat verkregen commuteringsspanning, na versterking, toch nog te wensen overlaat, is te zien in *fig. 3a*; de beide ingangsspanningen waren hier nul. Dit komt dan ook tot uiting in de oscillogrammen die met behulp van zulk een commuteringsspanning worden gemaakt, bijv. fig. 3*b*; de in fig. 3*a* zichtbare pieken doen zich hier voor als een sluiering van het beeld.



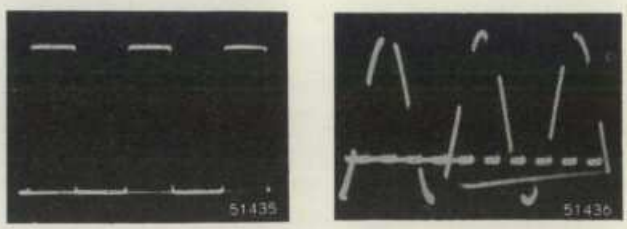
a *b*

Fig. 3. *a*) Oscillogram van de uitgangsspanning van de versterker van de oscillograaf GM 3152, die werd voorafgegaan door de oude electronische schakelaar GM 4196, welks beide ingangsspanningen nul waren. De verkregen spanning (frequentie ca 8000 per/sec) wijkt vrij veel van de rechthoekige vorm af, o.a. doordat bij iedere commutatie een piek optreedt.
b) Oscillogram van een spanning met een frequentie van ca 600 per/sec en een spanning nul, opgenomen met de combinatie GM 4196/GM 3152. De in (*a*) zichtbare pieken geven een hinderlijke sluier over het beeld.

Bij de hieronder te beschrijven nieuwe electronische schakelaar (type GM 4580) is er naar gestreefd de kwaliteit van de oscillogrammen zoveel mogelijk te verbeteren, o.a. door de versterkte commuteringsspanning de rechthoekvorm beter te laten benaderen. *Fig. 4a* toont het oscillogram van deze spanning, en fig. 4*b* een met behulp er van gemaakt oscillogram. Bij vergelijking van fig. 4*b* met fig. 3*b* blijkt duidelijk dat de hinderlijke sluiering verdwenen is.

Verbeterde electronische schakelaar

De voornaamste punten waarop de electronische schakelaar GM 4580, afgebeeld in *fig. 5*, van zijn voorganger verschilt, zijn de volgende:



a *b*

Fig. 4. *a*) Oscillogram van de afgegeven spanning van de nieuwe electronische schakelaar type GM 4580 (beide ingangsspanningen nul); de frequentie was hier eveneens ca 8000 per/sec. De rechthoekige vorm wordt veel beter benaderd dan in fig. 3*a*.
b) Oscillogram van een spanning met een frequentie van ca 2000 per/sec en een spanning nul, opgenomen met de combinatie GM 4580/GM 3152.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 5. De nieuwe electronische schakelaar type GM 4580. Van boven naar beneden: twee knoppen voor regeling van de commuteringsfrequentie, twee knoppen voor verticale verschuiving van het beeld (linkerknop voor verschuiving van het gehele beeld, rechterknop voor verschuiving der beide oscillogrammen in onderling tegengestelde richtingen), twee knoppen voor regeling van de gevoeligheid der kanalen, aansluitbussen van de symmetrische resp. asymmetrische ingangen.

I) De versterkte commuteringsspanning (d.i. dus de spanning aan de oscillograafplaten, indien beide ingangsspanningen van de electronische schakelaar even grote gelijkspanningen zijn) is ontdaan van de reeds vermelde storende pieken, die verschillende oorzaken hebben. Vervorming in de oscillograafversterker is vermeden door van het gebruik van deze versterker geheel af te zien (tenzij als voorversterker voor een der af te beelden spanningen; op dit geval komen wij nog terug).

II) De commuteringsfrequentie is regelbaar gemaakt. Zij kan enerzijds tot 40 000 per/sec worden opgevoerd, zodat viermaal zo kleine details zichtbaar gemaakt kunnen worden, anderzijds ook op zeer lage waarden worden ingesteld, wat in sommige gevallen van voordeel is.

III) De ingangen van de electronische schakelaar kunnen naar keuze asymmetrisch of symmetrisch worden gemaakt. Het laatste komt o.a. te pas bij het gelijktijdig zichtbaar maken van meer dan twee oscillogrammen.

Deze punten worden hieronder nader beproken.

I) *Vermijden van storende pieken en vervorming*

Een der oorzaken van het optreden van storende pieken in de versterkte commuteringsspanning is gelegen in het feit dat de multivibratorspanning een krommevorm met enigszins holle flanken vertoont, hetgeen dientengevolge eveneens het geval is met de anodestromen der penthoden in de electronische schakelaar (*fig. 6a* en *b*); dit werd reeds aangestipt in het artikel vermeld in noot [2]). Bij iedere commutatie ontstaat daardoor namelijk een inzinking in de stroom door de gemeenschappelijke anodeweerstand (fig. 6*c*) en een overeenkomstige piek in de anodespanning (fig. 6*d*). Met deze pieken hebben wij reeds in fig. 3*a* en *b* kennis gemaakt.

Door in beide kanalen van de electronische schakelaar balansschakeling toe te passen, voorkomt men dat de bedoelde pieken in de uitgangsspanning optreden. Hoe de balansschakeling zou kunnen worden ingericht, is voor één kanaal aangegeven in *fig. 7* (in werkelijkheid is de schakeling nog enigszins anders, zoals later zal blijken). Teneinde een ten opzichte van aarde symmetrische uitgangsspanning te krijgen ondanks het feit dat

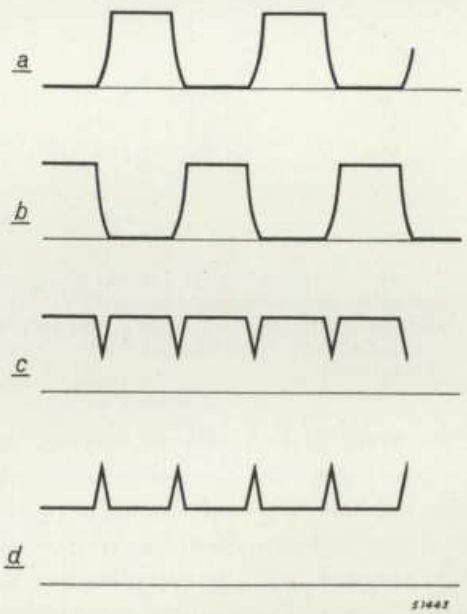


Fig. 6. Verloop van de beide anodestromen (*a* resp. *b*), de stroom (*c*) door de weerstand R_a en de anodespanning (*d*) in de schakeling volgens fig. 1, met gelijke en constante waarden van v_I en v_{II}.

de ingangsspanning v_I asymmetrisch is, kan men gebruik maken van een reeds eerder beschreven methode [3]), waarbij een weerstand R_{kI} (fig. 7) in de gemeenschappelijke kathodeleiding is opgenomen. Hierdoor wordt, als $SR_{kI} \gg 1$, de uitgangsspanning

[3]) Zie het laatste der in noot [1]) genoemde artikelen, in het bijzonder fig. 3*b* hiervan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

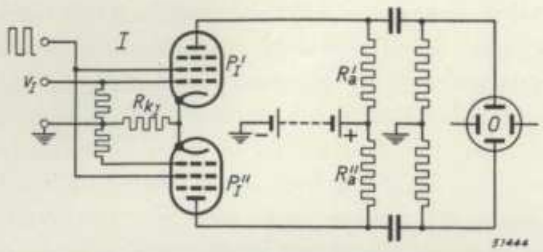


Fig. 7. Het kanaal *I* van fig. 1 is hier in balansschakeling uitgevoerd (penthoden P_I' en P_I''). R_{kI} is een gemeenschappelijke kathodeweerstand, die voor een symmetrische werking zorgt.

nagenoeg symmetrisch (S = steilheid der buizen).

In *fig. 8* is deze schakeling tot twee kanalen uitgebreid. Tevens is hier aangegeven dat in elk kanaal de beide in balans geschakelde penthoden door één dubbele penthode (type EFF 51) kunnen worden vervangen. De schakeling is weergegeven voor asymmetrische ingangen, doch in werkelijkheid heeft de nieuwe electronische schakelaar ook symmetrische ingangen. Hierop komen wij later terug.

Dat de bovenvermelde pieken bij balansschakeling niet meer zullen optreden is gemakkelijk in te zien. Uit fig. 8 leest men namelijk af dat, indien de beide ingangsspanningen nul zijn, de uitgangsspanning v_o bedraagt:

$$v_o = (i_I' + i_{II}')\, R_a' - (i_I'' + i_{II}'')\, R_a'',$$

waarin $i_I' \ldots i_{II}''$ de anodestromen der vier penthoden $P_I' \ldots P_{II}''$, en R_a' en R_a'' de beide anodeweerstanden voorstellen. Wegens de benaderde symmetrie der balansschakelingen is te allen tijde $i_I' \approx i_I''$ en $i_{II}' \approx i_{II}''$, zodat, indien $R_a' = R_a''$, de uitgangsspanning inderdaad ongeveer nul is.

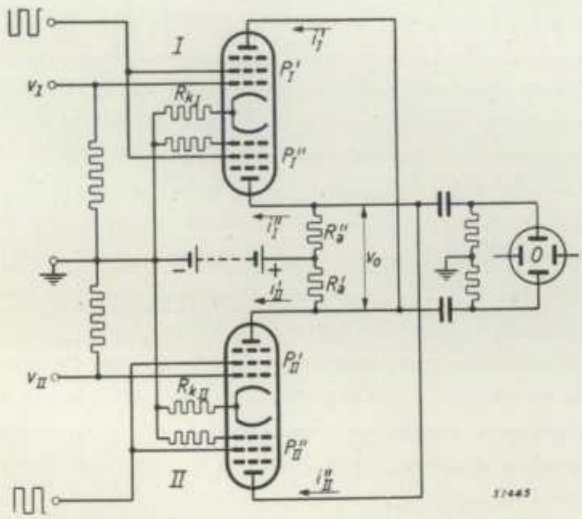


Fig. 8. Schakeling waarin de beide kanalen van fig. 1 in balansschakeling zijn uitgevoerd, op de wijze als in fig. 7 voor kanaal *I* aangegeven. De penthoden P_I' en P_I'' resp. P_{II}' en P_{II}'' kunnen door een dubbele penthode (type EFF 51) worden vervangen.

Een andere oorzaak van ongewenste piekspanningen is gelegen in de capacitieve invloed die het stuurrooster ondervindt van het schermrooster, waaraan in de boven besproken schakelingen de commuteringsspanning werd toegevoerd. Iedere sprong in de schermroosterspanning heeft namelijk een stroomstoot tot gevolg in de keten gevormd door de capaciteit C_{sg} tussen scherm- en stuurrooster (*fig. 9*) en de impedantie Z_g tussen stuurrooster en kathode. Deze stroomstoot veroorzaakt op zijn beurt een spanningsstoot op het stuurrooster. Springt de schermroosterspanning van een positieve waarde naar nul, dan heeft de bijbehorende piek op het stuurrooster weinig gevolg, daar de anodestroom op hetzelfde ogenblik verdwijnt (door het nul worden van de schermroosterspanning). Een sprong in de omgekeerde richting echter komt wel in de uitgangsspanning te voorschijn.

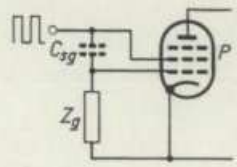


Fig. 9. De commuteringsspanning op het schermrooster van de penthode P veroorzaakt, via de capaciteit C_{sg} tussen de beide roosters, spanningsstoten op het stuurrooster. Z_g = totale impedantie tussen stuurrooster en kathode.

Een balansschakeling volgens fig. 7 kan ditmaal de zaak niet redden. De grootte van de storende spanning op het stuurrooster is immers afhankelijk van de impedantie Z_g; deze heeft in de stuurroosterkring van P_I'' een vaste waarde, doch wordt bij P_I' mede gevormd door een uitwendige impedantie (namelijk die van de bron der ingangsspanning), die iedere waarde kan hebben. Symmetrie als in het vorige geval is in dit opzicht dus in het algemeen niet aanwezig, met het gevolg dat ook bij balansschakeling pieken van de hier beschouwde soort kunnen optreden.

In de electronische schakelaar type GM 4580 is dit verschijnsel belangrijk verzwakt doordat de commuteringsspanning niet aan de schermrooster-, doch aan de stuurroosterkringen wordt toegevoerd, parallel aan R_k (*fig. 10*). Het effect treedt door de aanwezigheid van de capaciteit C_{gk} tussen stuurrooster en kathode in principe weliswaar nog steeds op; zelfs sterker, naar men zou kunnen vrezen, daar C_{gk} ca tweemaal zou groot is als C_{sg}. Doch dit wordt ruimschoots gecompenseerd door het feit dat men op het stuurrooster kan volstaan met een veel kleinere amplitude van de commuteringsspanning dan op het schermrooster

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nodig is: 10 V in plaats van 250 V. Het resultaat is dan ook dat de bedoelde pieken door deze maatregel ruim 10 maal zo klein zijn geworden, waardoor zij niet meer storend zijn.

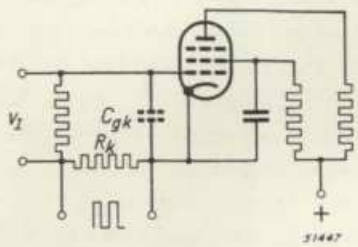


Fig. 10. De commuteringsspanning is gelegd aan de weerstand R_k in de stuurroosterkring; het schermrooster wordt op normale wijze met gelijkspanning gevoed. C_{gk} = capaciteit tussen stuurrooster en kathode.

De lage waarde van de commuteringsspanning heeft nog een ander gunstig gevolg. Dit bestaat hierin dat de tijd die deze spanning telkens nodig heeft om over te gaan van de minimum- op de maximumwaarde, of omgekeerd, kort gehouden kan worden. (Gedurende deze tijdsintervallen produceert de electronenbundel geen nuttig licht op het scherm, en bovendien zouden eventuele, dan juist optredende, details der ingangsspanningen niet zichtbaar worden.) De oorzaak van het feit dat deze commuteringstijd niet nul is, moet men hoofdzakelijk zoeken in parasitaire capaciteiten in de multivibrator, die de commuteringsspanning opwekt. De schadelijke invloed dezer capaciteiten is des te geringer, naarmate de weerstanden waaraan zij parallelgeschakeld zijn, een lagere waarden hebben. Hoe kleiner de benodigde commuteringsspanning is, des te lager men deze weerstandswaarden kan kiezen. Dat men in de nieuwe electronische schakelaar met slechts 10 V kan volstaan (waar vroeger 250 V nodig was), heeft dan ook tot een belangrijk kortere commuteringstijd geleid. Wij zijn in deze richting nog een stapje verder gegaan door de anodestromen in de multivibrator betrekkelijk hoog te kiezen, hetgeen een verdere verlaging van de weerstanden meebrengt. (De multivibrator is dan ook uitgerust met eindpenthoden, type EBL 21.)

Een belangrijk punt van verschil tussen de oude en de nieuwe electronische schakelaar is ten slotte nog dat bij de laatstgenoemde geheel is afgezien van het gebruik van de normale oscillograafversterker tussen de electronische schakelaar en de oscillograafbuis. Hierdoor is een belangrijke bron van vervorming der commuteringsspanning vermeden. Om ook met betrekkelijk kleine ingangsspanningen een oscillogram van behoorlijke hoogte te kunnen krijgen, is er voor gezorgd dat de electronische schakelaar zelf tevens als versterker werkt. Weliswaar kan men de versterking niet zeer hoog opvoeren zonder in dezelfde moeilijkheden te vervallen als bij de normale oscillograafversterker optreden, doch bij de toegepaste honderdvoudige versterking heeft men hier nog geen last van, terwijl de gevoeligheid voor vele gevallen toch voldoende is. Bovendien is er geen bezwaar tegen, de oscillograafversterker als voorversterker te gebruiken, dus hem vóór een der kanalen van de electronische schakelaar te plaatsen, zodat men althans over één kanaal met een zeer grote gevoeligheid beschikt [4]).

Dat de oscillograafplaten voor de verticale afbuiging nu rechtstreeks op de uitgang van de electronische schakelaar worden aangesloten, vormt een tweede argument om deze laatste in balansschakeling uit te voeren, daar anders defocussering van de electronenbundel en vervorming van het beeld zouden optreden [5]).

II) *Regelbare commuteringsfrequentie*

Met het vervallen van de versterker tussen de electronische schakelaar en de oscillograafbuis is de voornaamste belemmering opgeheven die aan een verhoging van de commuteringsfrequentie f_c in de weg stond. In de nieuwe electronische schakelaar is f_c regelbaar gemaakt — op het nut waarvan wij aanstonds terugkomen — met 40 000 per/sec als bovenste grens, waardoor dus een viermaal zo fijne beeldstructuur wordt verkregen als bij het oude type. Doch bovendien kan f_c ook op zeer lage waarden worden ingesteld. Het is namelijk in bepaalde gevallen gewenst, de electronische schakelaar met een commuteringsfrequentie te laten werken die laag is in vergelijkig met de frequentie f_i der te oscillograferen spanning (*fig. 11*). Op het scherm verschijnt dan eerst enige tijd het volledige oscillogram van de ene spanning, vervolgens dat van de andere spanning, dan weer het eerste, enz. Aan f_c wordt, althans bij visuele waarneming van de oscillogrammen, een onderste grens gesteld doordat bij te langzame omschakeling het beeld hinderlijk zou flikkeren. Daarom kieze men f_c bij voorkeur niet lager dan ca 50 per/sec. Bedraagt de frequentie f_i 1000 per/sec of meer, dan zal in het algemeen langzame commutatie ($f_c \ll f_i$) betere resultaten geven dan snelle ($f_c \gg f_i$). Is daaren-

[4]) Wil men over twee kanalen met grote gevoeligheid beschikken, dan kan men voor het tweede kanaal gebruik maken van een afzonderlijke voorversterker, bijv. type GM 8002 of ev. type GM 4570.

[5]) Zie voor dit laatste bijv. het tweede der in noot[1]) vermelde artikelen, in het bijzonder fig. 3 hiervan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tegen f_i lager dan ca 200 per/sec, dan is men, om flikkeren te voorkomen, aangewezen op snelle commutatie. In het tussenliggende gebied is het vrij onverschillig of men $f_c \gg$ of $\ll f_i$ kiest [6]).

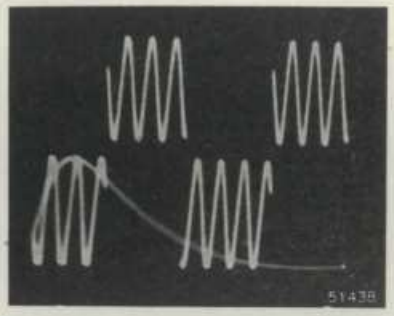


Fig. 11. Oscillogrammen, opgenomen met een lage commuteringsfrequentie ($f_c < f_i$). De frequentie van de tijdasspanning is hier zo laag gekozen dat het beeld 2 perioden van de commuteringsfrequentie omvat.

Bij fotograferen van het beeld vormt het flikkeren geen bezwaar (althans indien de belichtingstijd groter is dan $1/f_c$; elk der beide oscillogrammen heeft immers de tijd $1/2f_c$ nodig om geschreven te worden). In dat geval kan men ook bij f_i lager dan 200 per/sec met lage waarden van f_c werken.

Tot nu toe is ondersteld dat beide ingangsspanningen periodiek waren. Het spreekt van zelf dat in gevallen waar een van beide (of beide) slechts eenmaal optreedt, f_c zo hoog moet worden gekozen dat het omschakelen vele malen in de waarnemingstijd geschiedt (zo vaak dat de gewenste details te zien zijn).

Tabel I geeft een overzicht van de gevallen die zich kunnen voordoen.

Om in elk van deze gevallen de beste waarde van de commuteringsfrequentie te kunnen kiezen, is deze bij de nieuwe electronische schakelaar regelbaar gemaakt tussen ruime grenzen, namelijk 2 per/sec-40 000 per/sec.

Dit gebied wordt bestreken door in de multivibrator de roostercondensatoren in een aantal stappen te variëren, gecombineerd met een continue regeling van de roosterweerstanden. Aldus heeft men het steeds in de hand een waarde van f_c te kiezen die niet juist een veelvoud van de tijdasfrequentie is. De stippels, waaruit de oscillogrammen bij snelle commutatie bestaan, zullen zich dan langs de te beschrijven krommen verplaatsen en zodoende het gehele oscillogram, inclusief alle details, doorlopen. De snelheid waarmee de stippels zich bewegen, hangt van f_c af; door f_c zo in te stellen dat zij zeer snel lopen, verhoogt men de illusie dat men continue krommen waarneemt.

Tabel I.

Hierin is aangegeven hoe men in verschillende gevallen de commuteringsfrequentie f_c het beste kan kiezen. f_i = frequentie der ingangsspanning, in per/sec. T = waarnemingstijd bij niet-periodieke verschijnselen, in sec.

Ingangsspanning	f_i	Waarneming	
		visueel	fotografisch
periodiek		f_c/f_i	f_c/f_i
	< ca 200	$\gg 1$	$\gg 1$ of $\ll 1$
	ca 200-1000	$\gg 1$ of $\ll 1$	$\gg 1$ of $\ll 1$
	> ca 1000	$\ll 1$	$\ll 1$
eenmaal optredend	—	$f_c T$	$f_c T$
		$\gg 1$	$\gg 1$

[6]) De genoemde grenzen van f_i hangen af van de frequentie van de tijdbasis. Ondersteld is dat deze laatste 1 à $^1/_4$ maal f_i is, dus dat het oscillogram 1 à 4 perioden van de ingangsspanning omvat.

III) *Ingangskringen van de electronische schakelaar*

De electronische schakelaar GM 4580 is zowel van symmetrische als van asymmetrische ingangen voorzien.

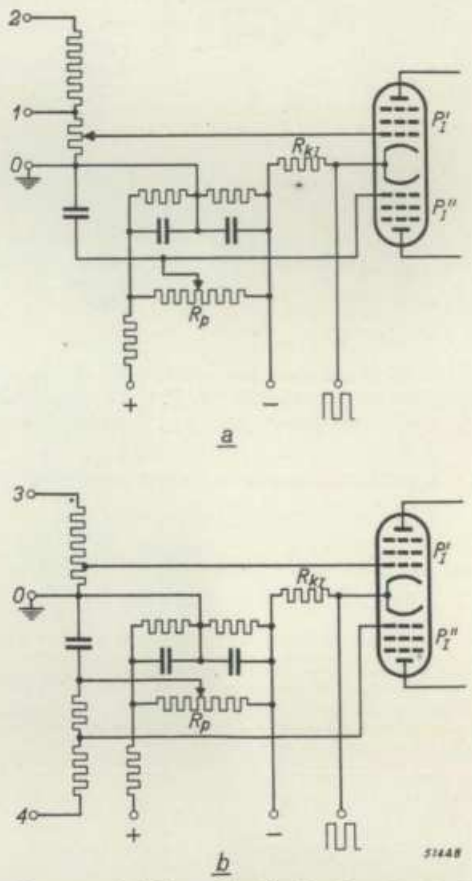


Fig. 12. Ingangsschakeling, bij elk der kanalen in de electronische schakelaar GM 4580 aanwezig, *a*) voor asymmetrische, *b*) voor symmetrische ingangsspanning. *0-1:* ingangsklemmen voor max. 50 V, *0-2*: ingangsklemmen voor max. 500 V, *3-4:* ingangsklemmen voor max. 2 × 500 V. R_p is een potentiometer waarmee de oscillogrammen op en neer geschoven kunnen worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De asymmetrische ingang, voor één kanaal aangegeven in *fig. 12a*, past men toe wanneer men een oscillogram wenst op te nemen van een spanning ten opzichte van aarde. Al naar gelang van de grootte dezer spanning sluit men haar aan tussen de punten *1* en *0* of tussen *2* en *0* (max. 50 resp. 500 V). Door middel van een potentiometer R_p kan in de stuurroosterkring van P_I'' een regelbare en van polariteit omkeerbare gelijkspanning worden opgenomen. Dank zij het commuteren correspondeert met deze gelijkspanning een rechthoekige wisselspanning aan de uitgangsklemmen. Als gevolg hiervan verschuift het oscillogram van de bijbehorende ingangsspanning naar boven of naar beneden, al naar de polariteit der gelijkspanning. De potentiometers van de beide kanalen worden met één knop bediend en zijn zodanig gekoppeld dat bij draaien aan deze knop de twee oscillogrammen in tegengestelde richtingen bewegen, zodat men ze gemakkelijk in een positie kan brengen die voor de waarneming het meest geschikt is.

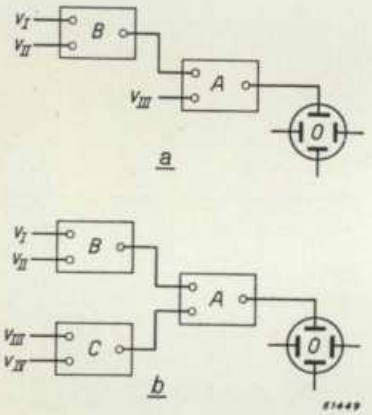


Fig. 13. Blokschema voor het gelijktijdig opnemen van (*a*) drie of (*b*) vier oscillogrammen. *A*, *B*, *C*: electronische schakelaars, *O*: oscillograafbuis, $v_I \ldots v_{IV}$: ingangsspanningen.

De symmetrische ingangsschakeling is in fig. 12*b* weergegeven. De zoëven besproken inrichting voor het verschuiven is ook hier aanwezig. Twee bijzondere gevallen waarin de symmetrische ingang te pas komt, wegens de symmetrische uitgang van

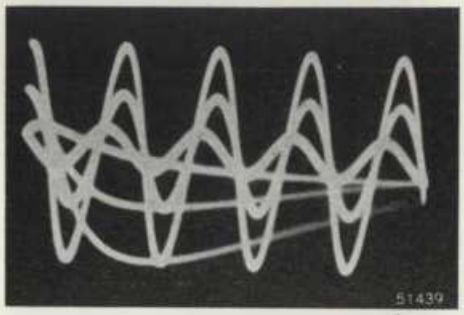


Fig. 14. Voorbeeld van drie gelijktijdig zichtbare oscillogrammen.

het voorafgaande apparaat, willen wij hier vermelden. Ten eerste doet zulk een geval zich voor als men de oscillograafversterker als voorversterker voor een der kanalen gebruikt, wat boven reeds ter sprake kwam. In de tweede plaats komt men zulk een geval tegen, als men meer dan twee oscillogrammen tegelijk wil opnemen en daartoe electronische schakelaars in cascade schakelt. De ingang van de electronische schakelaar die met de uitgang van de voorafgaande schakelaar is verbonden, moet dan symmetrisch zijn, daar de bedoelde uitgang symmetrisch is.

In *fig. 13a* en *b* is dit laatste nader toegelicht. Volgens deze schema's kan men met behulp van twee electronische schakelaars drie, resp. met drie zulke schakelaars vier oscillogrammen zichtbaar maken. *Fig. 14* geeft hiervan een voorbeeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage gratis overdrukken. Van de publicaties die met een sterretje * zijn gemerkt, is echter geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar.

1717: J. M. Stevels: The physical properties of glasses, III. The density of borate glasses; IV. The density of phosphate and germanate glasses (J. Soc. Glass Techn. **30**, 173-191, 192-197, 1946, No. 138).

De vroeger gepubliceerde theorie (J. M. Stevels, Rec. Trav. chim. Pays-Bas **60**, 85, 1941; **62**, 17, 1942) betreffende de dichtheid van silicaatglazen in afhankelijkheid van hun samenstelling, wordt uitgebreid tot boraat-, borosilicaat- en boro-aluminaatglazen. Aangetoond wordt het bestaan van een „accumulatiegebied" (waar de O^{2-}-ionen in plaats van in driehoekvorm tetraëdrisch gegroepeerd zijn om de B^{3+}-ionen) en een „destructiegebied" (waar de O^{2-}-ionen worden opgenomen door het verbreken van bindingen tussen de glasvormende ionen). Bij de boro-aluminaatglazen komt ook een „kristallijn" gebied (waar ten minste twee fasen worden gevormd waarvan ten minste één kristallijn) voor. Methoden worden aangegeven om de dichtheid te berekenen. De uitkomsten zijn in bevredigende overeenstemming met het experiment. De gegeven theorie laat zich uitbreiden tot fosfaat- en germanaatglazen.

1719-1721: C. J. Bouwkamp: On the dissection of rectangles into squares I, II, III (Proc. Kon. Ned. Akad. Wetenschappen Amsterdam **49**, 1176-1188, 1946, No. 10; **50**, 58-71, 72-78, 1947, No. 1).

Het half-topologische probleem van het verdelen van een rechthoek in onderling verschillende vierkanten wordt, in navolging van Brooks, Smith, Stone en Tutte, gereduceerd tot een zuiver physisch probleem, namelijk dat van de stroomverdeling in een planair electrisch netwerk, opgebouwd uit onderling gelijke weerstanden. Alle mogelijke planaire netwerken, voorzover ze samenhangend zijn, van minder dan 15 takken, zijn aangegeven. Er blijken 2 rechthoeken te bestaan met 9 vierkanten, 6 met 10, 22 met 11, 67 met 12, 214 met 13. Met behulp van een codesysteem kan men elk van deze rechthoekverdelingen direct tekenen. Hierna volgt een classificatie der verdelingen, de bespreking van het probleem van in vierkanten verdeelde vierkanten, en andere problemen.

1722: H. J. Lindenhovius: Het meten van impedanties bij hoge frequenties en toepassingen van de staande-golf-indicatie (T. Ned. Radiogen. **12**, 65-82, 1947, No. 2).

In dit artikel wordt een overzicht gegeven van verschillende methoden om impedanties te meten. Voor frequenties beneden 300 Mper/sec is de meest gebruikte methode die, waarbij een afgestemde kring wordt gebruikt en waarbij de impedantie wordt bepaald uit de demping en de verstemming. Voor hogere frequenties kan de afgestemde kring worden vervangen door een afgestemde transmissielijn. Het is echter beter in dit geval een niet-afgestemde transmissielijn te gebruiken en de impedantie af te leiden uit de verdeling van de spanningsamplitude langs de lijn. Deze verdeling wordt gekarakteriseerd door de verhouding maximum/minimum (staande-golf-verhouding), de plaats van het spanningsminimum en de golflengte. Een nieuw diagram werd ontworpen, waaruit de impedantie langs grafische weg op overzichtelijke wijze kan worden bepaald, zelfs voor zeer grote waarden van de staande-golf-verhouding. In verband met het meten van de spanningsverdeling wordt een staande-golf-indicator beschreven. Ten slotte wordt een aantal andere toepassingen van deze indicator beschreven, zoals het meten van de karakteristieke impedantie, de dempingsconstante van een transmissielijn en de meting van de energiestroom langs een transmissielijn.

1723: P. Cornelius: Eén eenhedenstelsel in de electriciteitsleer (Faraday **16**, 57-66, 1947, No. 3/4).

Korte uiteenzetting van de grondformules der electriciteitsleer met behulp van de gerationaliseerde eenheden van Giorgi (M.K.S.-eenheden) en een betoog betreffende de didactische waarde van het gebruik dezer eenheden.

1724: J. L. Snoek: Zeitabhängige Erscheinungen in Eisen enthaltenden Stoffen unter dem Einfluss mechanischer und magnetischer Kräfte (Schweizer Archiv angew. Wiss. Techn. **13**, 9-14, 1947, No. 1).

Overzichtsartikel, behandelende de nawerkingsverschijnselen in ijzerlegeringen. Voor de inhoud

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

moge worden verwezen naar het artikel van J. L. Snoek en F. K. du Pré, Philips techn. T. **8**, 57-64, 1946 (No. 2) en naar het boek: J. L. Snoek, New developments in ferromagnetic materials, Elsevier Publ. Co., Amsterdam 1947.

1725: J. H. van Santen en G. H. Jonker: Effect of temperature on the permittivity of barium titanate (Nature London **159**, 333, 1947, No. 4036).

Boven een zekere overgangstemperatuur ϑ vertonen kristallen van $BaTiO_3$ en verwante verbindingen een kubische structuur. Bij de temperatuur ϑ heeft de diëlectrische constante ε een scherp maximum. Zij daalt monotoon met toenemende temperatuur. Dit kan worden verklaard met de formule van Clausius-Mosotti, als men rekening houdt met de thermische uitzetting en als men de temperatuurafhankelijkheid van de polariseerbaarheid verwaarloost. Hieruit volgt, dat:

$$\frac{1}{\varepsilon} = \beta\,(T - C),$$

waarin β de thermische uitzettingscoëfficient is, T de absolute temperatuur en C een materiaalconstante. Voor TiO_2 en mengsels van $BaTiO_3$ en $SrTiO_3$ stemmen de uit deze formule afgeleide waarden van β goed overeen met de direct gemeten thermische uitzettingscoëfficienten. De auteurs geloven, dat in het kubische gebied geen permanente dipolen aanwezig zijn, terwijl in het tetragonale gebied ($T < \vartheta$) vermoedelijk wel dipolen aanwezig zijn.

1726: M. Gevers: The relation between the power factor and the temperature coefficient of the dielectric constant of solid dielectrics (Dissertatie Delft 1947).

In dit proefschrift wordt zowel theoretisch als experimenteel het verband, dat blijkt te bestaan tussen de verliesfactor (tg δ) en de temperatuurcoëfficient van de diëlectrische constante van vaste amorfe diëlectrica behandeld. Men vindt dit verband besproken in het artikel van M. Gevers en F. K. du Pré in het Philips techn. T. **9**, 91-96, 1947 (No. 3). Bovendien worden opmerkingen gemaakt over mengsels van diëlectrica. Ten slotte worden, na een uitvoerige beschrijving van de gebruikte meetapparatuur, enkele speciale gevallen behandeld. (Het geheel is ook verschenen in Philips Res. Rep. **1**, 197, 279, 361, 447, 1946, No. 3-6.)

1727: J. F. H. Custers: On the relation between deformation and recrystallisation texture of nickel-iron with cubic orientation (Physica 's-Grav. **13**, 97-116, 1947, No. 1-3).

Intensief koud gewalst polykristallijn nikkelijzer (met ca 50 gew.% nikkel) vertoont bij rekristallisatie bij ongeveer 1000 °C een zg. kubische orientatie. Aluminium vertoont bij rekristallisatie deze orientatie niet. Teneinde enig verschil op te sporen in het afglijdingsmechanisme bij NiFe en Al werden de deformatie- en rekristallisatie-texturen van polykristallijn NiFe met kubische orientatie onderzocht en de uitkomsten vergeleken met waarnemingen van Burgers en Louwerse bij Al-éénkristallen. In het algemeen werd dezelfde deformatie-textuur gevonden. Er zijn echter duidelijke verschillen ten gevolge van het feit dat het NiFe niet unikristallijn is. De rekristallisatietexturen zijn sterk afwijkend. De oorzaak daarvan is gelegen in de verschillen tussen de deformatietexturen. Dit kan uit de theorie van Burgers worden verklaard. Het tweede deel van dit artikel bevat een discussie van de kritiek van Barrett op genoemde theorie.

1728: J. M. Stevels: The effective permittivity of compressed and sintered samples of TiO_2 (Rec. Trav. Chim. Pays-Bas **66**, 71-74, 1947, No. 1-2).

De effectieve permeabiliteit van samengeperste en van gesinterde TiO_2-poeders werd gemeten en de resultaten werden vergeleken met de theorie van Polder en Van Santen (deze overzichten No. 1698). Uit de waarnemingen blijkt, dat in losse poeders de holten min of meer schijfvormig zijn, terwijl bij sinteren van de poeders de holten meer en meer bolvormig worden. Over het algemeen bevestigen de meetresultaten de juistheid van genoemde theorie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!